ACTA PHYSICA POLONICA

VOL. VI, FASC. 1

W I L N O 1937

WYDANE Z ZASIŁKU FUNDUSZU KULTURY NARODOWEJ

First reprint by PWN — Polish Scientific Publishers 1969

ACTA PHYSICA POLONICA

VOL. VI

W I L N O 1 9 3 7

WYDANE Z ZASIŁKU FUNDUSZU KULTURY NARODOWEJ

VOLUMEN VI

CONTENTS — TABLE DES MATIÈRES — INHALT — SPIS RZECZY

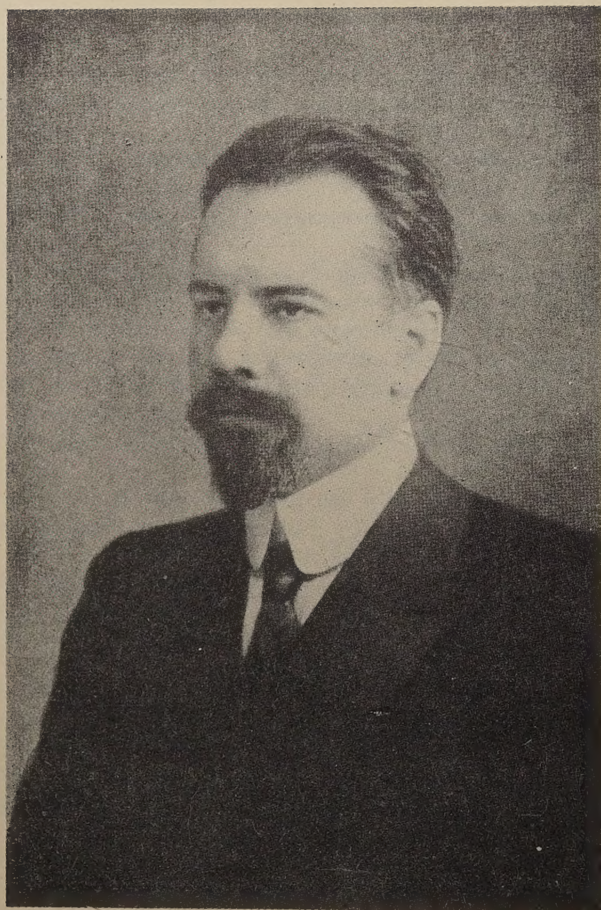
Fasciculus I

Fasciculus II

Fasciculus III

Fasciculus IV

AUTHOR INDEX—TABLE DES AUTEURS—AUTORENREGISTER—SKOROWIDZ AUTORÓW



Dr Czesław Reczyński

Czesław RECZYŃSKI †

Von Z. KLEMENSIEWICZ in Lwów (Lemberg)

Prof. Dr. Czesław RECZYŃSKI wurde am 25 Juli 1878 in Charkow geboren, wo sein Vater, ein polnischer Adlige, wegen Anteilnahme am Polnischen Aufstand übersiedelt worden ist, und wurde von seiner Mutter, einer eifrigen Patriotin, in polnischer Gesinnung erzogen. Nachdem er daselbst 1897 das Gymnasium absolviert hatte, begann er seine Studien an der mathematisch-naturwissenschaftlichen Abteilung der Universität Charkow, die er jedoch im 1901 wegen Anteilnahme an der freiheitlichen Jugendbewegung verlassen musste. Er zog dann nach Göttingen und arbeitete im physikalischen Institut von RIECKE, hauptsächlich unter Leitung des damaligen Privat-Dozenten Johannes STARK, dem er näher trat. Obgleich RECZYŃSKI in Göttingen auch Vorlesungen von namhaften Theoretikern wie VOIGT, ABRAHAM und MINKOWSKI besuchte, widmete er sich doch, sichtlich einer angeborenen Neigung folgend, vollständig der experimentellen Richtung. Er wurde 1905 auf Grund der Arbeit „Über die Wiedervereinigung der Ionen in Luft", die bereits für die Arbeitsrichtung seines späteren Forscherlebens ausschlaggebend wurde, promoviert. Er blieb noch eine Zeitlang nachher im Göttinger Institut, wobei er die Charakteristik der unselbständigen Entladung untersuchte und schliesslich in Gemeinschaft mit STARK und SCHAPOSCHNIKOFF eine Arbeit über den elektrischen Lichtbogen unternahm, deren Zweck eine experimentelle Bestätigung der von STARK angegebenen Theorie dieser Entladungsart war. Während der folgenden drei Jahre wirkte RECZYŃSKI als wissenschaftlicher Mitarbeiter der Firma HERAEUS, Hanau, wo er in Gemeinschaft mit R. KÜCH das bekannte Modell der Quecksilberbogenquarzlampe schuf und deren hauptsächliche thermische und spektrale Eigenschaften feststellte. Anschliessend unternahm er dann Untersuchungen über die Absorbtionsspektren von geschmolzenen Salzen, die dann in Charkow weitergeführt wurden, nachdem er nach Russland 1908 zurückgekehrt ist. Er begann daselbst seine Lehrtätigkeit, zuerst als Mittelschullehrer, nachher an verschiedenen Hochschulinstituten und habilitierte sich 1912 an der Universität Charkow. Bereits im folgenden Jahre erhielt er ein Stipendium und ging nach Würzburg zu W. WIEN, in dessen Institut er die bekannte Arbeit über das magne-

tische Spektrum der Sauerstoffkanalstrahlen ausgeführt hat. Wegen Kriegsausbruchs musste er nach Schweiz übersiedeln und setzte die Untersuchungen an Kanalstrahlen im Physikalischen Institut der Universität Zürich fort, das damals von dem, heute als Stratosphärenforscher bekannten, A. PICCARD als Assistenten geleitet war. RECZYŃSKI kehrte dann 1916 nach Russland zurück, wo er einen Lehrauftrag für Physik an der Technischem Hochschule Charkow erhielt. Für seine Forschertätigkeit war aber die folgende Periode, wegen der bereits ansetzenden politischen und sozialen Zersetzung des russischen Reiches, verloren. 1922 meldete er sich zum polnischen Staatsdienst und erhielt den Lehrstuhl für Physik an der chemischen Fakultät der Technischen Hochschule Lwów (Lemberg), wo er bis zum Ende seiner Tage wirkte. Dank seiner grossen Tatkraft konnte er schon binnen kurzer Zeit sein Institut so gut organisieren, dass er zahlreiche Mitarbeiter beschäftigen vermag. Anknüpfend an seine früheren Arbeiten über den Quecksilberlichtbogen, wandte er sich einerseits den Untersuchungen auf dem damals noch unerforschten Gebiet der chemischen Reaktionen zwischen dem Metall der Elektroden und der Gasatmosphäre bei Bogenentladung und unternahm andererseits Versuche um den Mechanismus des Quecksilberlichtbogens aufzuklären. In dieser Richtung gelang ihm die interessante Feststellung, dass es möglich sei unter höherem Druck die Spannung des Quecksilberbogens stark zu erniedrigen und somit dessen Lichtausbeute wesentlich steigern, sofern man nur eine Elektronenquelle in die Kathodennähe einführt. Leider hat seine plötzliche Erkrankung RECZYŃSKI verhindert diese, technisch so viel versprechende, Entdeckung weiter auszubilden. Er starb am 6 September 1936 nach einem fast anderthalbjährigen Leiden, das ihm jede Tätigkeit unmöglich machte.

Sowohl als Forscher, wie auch als akademischer Lehrer hatte RECZYŃSKI ein vollgeprägtes Antlitz. Für ihn war das Experiment die einzige richtige Erkenntnisquelle, die Physik—eine Naturwissenschaft, keine angewandte Mathematik. Alle seine Resultate waren auch Ergebnis der überaus gewissenhaften und scharfblickenden Experimentaluntersuchung. Demgemäss würdigte er auch die Rolle des Experimentes bei der Vorlesung und forderte stetige Anlehnung an Erfahrung beim Vortrag. Da dieser Standpunkt in den damals existierenden polnischen Lehrbüchern nicht genügend zum Vorschein kam, begann er 1931 den Druck seiner Vorlesungen. Leider ist diese wertvolle Veröffentlichung unvollendet geblieben.

Ś. p. Czesław RECZYŃSKI

Prof. Dr Czesław RECZYŃSKI urodził się 25 lipca 1878 r. w Charkowie, z ojca zesłańca politycznego i matki, gorącej patriotki, która Go na Polaka wychowała. Danym jej było wrócić z synem do wolnej Ojczyzny. Studia gimnazjalne i uniwersyteckie odbywał w Charkowie, musiał jednakże te ostatnie przerwać w r. 1901 z powodu udziału w ruchu politycznym młodzieży. Udał się tedy do Getyngi i pracował w instytucie RIECKEGO, głównie pod kierunkiem ówczesnego docenta J. STARKA, z którym się zaprzyjaźnił. Jakkolwiek słuchał też wykładów tamtejszych znakomitych teoretyków to jednak wrodzony pociąg popchnął Go w kierunku doświadczalnym. W r. 1905 doktoryzował się na podstawie pracy „O rekombinacji jonów w powietrzu" (*1*), po czym pozostał nadal w Getyndze, wykonując prace nad charakterystyką niesamoistnego wyładowania i (wspólnie ze STARKIEM i SZAPOSZNIKOWEM) nad łukiem elektrycznym. Po tym przez lat trzy pracował w laboratorium firmy HERAEUS w Hanau, gdzie razem z R. KÜCHEM stworzył znany model lampy kwarcowej oraz zbadał jej własności termiczne i spektralne. Rozpoczął też prace nad widmami absorbcyjnymi stopionych soli; prace ciągnął dalej w Charkowie, dokąd powrócił w r. 1908, by oddać się działalności nauczycielskiej i gdzie się w r. 1912 habilitował na uniwersytecie. Już w nast. roku jednak udał się do Würzburga, gdzie u W. WIENA wykonał znaną pracę o widmie magnetycznym promieni kanalikowych tlenu. Po wybuchu wojny pracował dalej w tym samym kierunku w Zurychu, po czym w r. 1916 wezwany został do Rosji. Zgłosiwszy się w r. 1922 do służby państwowej polskiej, otrzymał katedrę fizyki na Politechnice Lwowskiej. Tam dzięki energicznym zabiegom zorganizował szybko pracownię i zgromadził szereg współpracowników, z którymi poświęcił się pracom głównie w dwu kierunkach: badaniu reakcji chemicznych w łuku i wyjaśnieniu mechanizmu łuku. Owocną tę pracę przerwał nagły wybuch choroby, której uległ 6 września 1936 roku.

Z. Klemensiewicz

Wissenschaftliche Veröffentlichungen von C. Reczyński

1. Über Wiedervereinigung der Ionen in Luft, *Ann. d. Phys.* **17,** 518 (1905).
2. Die Charakteristik der unselbständigen Strömung in Luft, *Phys. ZS.* **6,** 472 (1905).
3. Untersuchungen über den Lichtbogen (gemeinsam mit J. Stark und A. Schaposchnikoff), *Ann. d. Phys.* **18,** 213 (1905).
4. Photometrische und spektralphotometrische Messungen am Quecksilberlichtbogen (gemeinsam mit R. Küch), *Ann. d. Phys.* **20,** 563 (1906).
5. Temperaturmessungen im Quecksilberlichtbogen (gemeinsam mit R. Küch), *Ann. d. Phys.* **22,** 595 (1907).
6. Untersuchung über selektive Absorption im Quecksilberlichtbogen, *Ann. d. Phys.* **22,** 852 (1907).
7. Einfluss der Temperatur und des Aggregatzustandes auf die Absorptionsspektra der geschmolzenen Salze, *Ann. d. Phys.* **27,** 100 (1908).
8. Absorption anorganischer Salze im Ultraviolett, *Ann. d. Phys.* **42,** 1580 (1913).
9. Über das magnetische Spektrum der Sauerstoffkanalstrahlen, *Ann. d. Phys.* **47,** 525 (1915).
10. Über die elektromagnetische und Spektrale Analyse der Kanalstrahlen, *Ann. d. Phys.* **48,** 546 (1915).
11. Über die Geschwindigkeit der Kanalstrahlteilchen, *Ann. d. Phys.* **50,** 369 (1916).
12. Bericht über die elektromagnetische Analyse der Kanalstrahlen, *Jahrb. d. Radioakt.* **13,** 66, (1916).
13. Elektromagnetische - und Spektralanalyse der Kanalstrahlen, Charkow (1916). Russisch.
14. Sur la réaction chimique dans un arc électrique, *C. R. d. Séances de la Soc. Pol. de Phys.* **2,** III, 18 (1924). Polnisch mit französischer Zusammenfassung.
15. Gold in der Quecksilberlampe. *Phys. ZS.* **26,** 280 (1927).
16. O potrzebach fizyki doświadczalnej w Polsce, *Nauka Polska,* Bd. X (1929).
17. Über Quecksilberlichtbogen bei hohem Dampfdruck, *C. R. d. Séances de la Soc. Pol. de Phys.* **5,** 287 (1930). Polnisch mit deutscher Zusammenfassung.
18. O potrzebach fizyki technicznej w Polsce, *Nauka Polska* Bd. XV 287 (1932).
19. Über das Durchdringen des aktiven Wasserstoffs durch eine Quecksilbersäule (gemeinsam mit B. Skorobohaty), *Acta Phys. Pol.* **1,** 413 (1932).
20. L'arc électrique au mercure. *Comptes Rendus du Congrés International d'Electricité,* Vol. VIII, 78, Paris (1932).
21. Les réactions chimiques pendant les decharges électriques dans les gaz rarefiès, *Comptes Rendus du Congrés International d'Electricité,* Vol. II, Paris (1932).

Die unter der Leitung von C. Reczyński von seinen Schülern ausgeführten Arbeiten

22. K. Masłowski u. H. Regulski: Sur la formation de l'azoture de zinc dans l'arc électrique, *C. R. d. Séances de la Soc. Pol. de Phys.* **3,** 87 (1927). Polnisch mit französischer Zusammenfassung.

23. M. Pawłow: Sur l'absorption des gaz pendant les decharges électriques, *C. R. d. Séances de la Soc. Pol. de Phys.* **3,** 101 (1927). Polnisch mit französischer Zusammenfassung.

24. M. Dziedzicki: Sur la formation et le spectre de l'hydrure de mercure, *C. R. d. Séances de la Soc. Pol. de Phys.* **3,** 207 (1927). Polnisch mit französischer Zusammenfassung.

25. J. Kawa: Kalorimetrische und elektrische Messungen im Quecksilberlichtbogen, *C. R. d. Séances de la Soc. Pol. de Phys.* **4,** 27 (1929). Polnisch mit deutscher Zusammenfassung.

26. M. Łańcucki: Über chemische Reaktionen und Sorption der Gase in den Atomstrahlen, *C. R. d. Séances de la Soc. Pol. de Phys.* **4,** 365 (1929). Polnisch mit deutscher Zusammenfassung.

27. M. Łańcucki: Sur la sorption et les reactions chimiques dans les rayons atomiques, *Bull. de l'Ac. Pol. d. Sc. et d. L.* 20 (1930).

28. J. Nikliborc: Über den stetigen Übergang von der Glimm-zu der Bogenentladung. *C. R. d. Séances de la Soc. Pol. de Phys.* **5,** 425 (1930). Polnisch mit deutscher Zusammenfassung.

29. J. Kawa: Über die an der Kathode einer Quecksilberlampe entwickelte Wärmemenge. *Acta Phys. Pol.* **1,** 433 (1932). Polnisch mit deutscher Zusammenfassung.

30. J. Kawa: Der Quecksilberbogen bei erstarrter Kathode, *Acta Phys. Pol.* **1,** 427 (1932).

31. E. Matula: Der stetige Übergang der Glimm-in Bogenentladung im Quecksilberdampf bei höheren Drucken, *Acta Phys. Pol.* **1,** 433 (1932).

32. B. Skorobohaty: Über die Sorption der Gase im Quecksilberdampflichtbogen bei höherem Dampfdruck, *Acta Phys. Pol.* **1,** 419 (1932).

33. J. Nikliborc: Über ein einfaches Manometer zur Messung tiefer Drucke, *Acta Phys. Pol.* **4,** 85 (1935).

Sur la perméabilité magnétique des combinaisons de corps ferromagnétiques dans un champ de haute fréquence

Przenikliwość magnetyczna związków ciał ferromagnetycznych w polu wysokiej częstości

Par Jean ZIMOWSKI, Laboratoire de Physique Expérimentale de l'Université de Poznań

(Manuscrit reçu le 4 Mars 1936)

En se basant sur un travail de Mme VOLKOVA *(2)* l'auteur a étudié la perméabilité magnétique d'un certain nombre de combinaisons chimiques de corps ferromagnétiques dans un champ électromagnétique de haute fréquence, en fonction de la fréquence. Pour le fer et la magnétite on a obtenu des valeurs qui en général s'accordent bien avec celles de Mme VOLKOVA : la pérméabilité augmente à mesure que la fréquence des oscillations diminue. La pérméabilité d'autres corps étudiés ne change pas dans l'intervalle de fréquences étudiées.

Dans le présent travail je m'occupe de certaines combinaisons chimiques de corps ferromagnétiques, en particulier de leur perméabilité en fonction de la fréquence des oscillations d'un champ électromagnétique de haute fréquence. Les corps étudiés: chloanthite, magnétite, hématite, sidérite, pyrite, millérite, limonite et limaille de fer, purs au point de vue chimique (provenants de la maison E. MERCK, Darmstadt), étaient introduits à l'état pulvérisé dans des tubes de verre de 0,4 et 0,8 *cm* de diamètre; on bouchait ensuite ces tubes des deux côtés avec de l'ouate. Les tubes ainsi préparés servaient à l'étude des propriétés magnétiques des corps qu'ils renfermaient.

En vue d'obtenir des oscillations de haute fréquence, j'ai construit un générateur à 2 lampes (lampes O15/400 TUNGSRAM), conformément au montage symétrique de M. MESNY *(1)*, lequel a l'avantage d'une grande stabilisation des oscillations (fig. *1*). La longueur des ondes émises pouvait être modifiée de 15 à 60 *m* au moyen d'un condensateur de capacité variable allant jusqu'à 500 *cm* maximum. Le courant anodique était fourni

par le secteur de la ville (220 *V*), celui de chauffage — par une batterie d'accumulateurs. La puissance d'alimentation des lampes émettrices était de 25 *watts*, la puissance utile de 10 à 12 *watts*. A ce générateur j'ai couplé par induction un circuit de résonance, composé d'un condensateur de capacité variable allant jusqu'à 500 *cm* et de deux bobines *A* et *B*; la bobine *A*, composée de deux spires, ne servait qu'au couplage. Ce circuit était placé à une distance de 20 *cm* environ du générateur, auquel il était lâchement couplé au moyen de la bobine *A*.

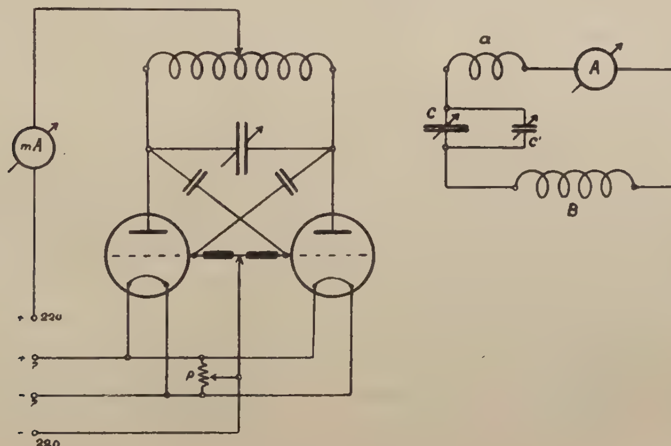


Fig. 1.

Toutes les parties du circuit de résonance étaient placées et fixées de telle manière qu'au cours de leur fonctionnement leur disposition ne subissait aucune modification.

La bobine de couplage *A* avait une self-induction de 210 *cm*, la bobine *B* de 790 *cm*; cette dernière comprenait 14 spires de 1,2 *cm* de diamètre, enroulées sur 3,5 *cm* de longueur. La bobine du circuit générateur était composée de 6 spires, sa self-induction était de 1500 *cm*. Les valeurs de la self-induction étaient calculées d'aprés la formule de Nagaoka:

$$L = 0{,}00987.\ D^2.\ n^2.\ l.\ k.\ 10^8\ [cm],$$

où D désigne le diamètre de la bobine en *cm*, n le nombre de spires par *cm* de longueur, l la longueur totale de la bobine en *cm*, k un coefficient dont la valeur dépend de D/l.

Le générateur étant mis en marche sur une onde de longueur donnée, on accorde sur lui le circuit de résonance en faisant varier progressivement la capacité du condensateur *C*. On constate qu'il est accordé en observant l'aiguille d'un ampèremètre thermique intercalé sur le cir-

cuit ABC. Les petites différences de capacité dans le circuit de résonance ont pu être réglées au moyen d'un condensateur de capacité variable de 25 *cm* de capacité maximum, intercalé parallèlement à C. Si l'on introduit un corps ferromagnétique dans la bobine B du circuit de résonance ainsi accordé, la résonance est déréglée, la self-induction L de la bobine ayant varié d'une quantité dL. Pour rétablir la résonance, on doit diminuer la capacité C d'une quantité dC, de manière à compenser la variation de la self-induction.

Pour calculer l'intensité du courant au moment où les circuits sont réglés à la résonance en absence de corps ferromagnétique, je considère l'équation (*2*):

$$E = R\, I + L\, \frac{dI}{dt} + \frac{1}{c}\int I dt,$$

où R désigne la résistance du circuit pour la fréquence donnée, L sa self-induction, c'est-à-dire la self-induction de la bobine B (L_1) et celle des autres parties (L_2), C la capacité du circuit, E la force électromotrice.

De cette équation on tire:

$$I = \frac{E}{R + i\left(\nu L - \frac{1}{\nu C}\right)} \qquad (\nu \text{ — fréquence des oscillations}).$$

Si l'on introduit dans la bobine le corps étudié, l'intensité du courant devient:

$$I_1 = \frac{E}{R + \nu L_1 \mu_2 \frac{\sigma}{S} + i\left\{\nu L_1\left(\mu_1 \frac{\sigma}{S} + \frac{S-\sigma}{S}\right) + \nu L_2 - \frac{1}{\nu C_1}\right\}}$$

où μ_1, μ_2 désignent les composantes de la perméabilité complexe μ, S la section du solénoide en cm^2, σ la section du tube.

Lorsque la résonance est obtenue par une variation de la capacité, on a:

$$I = \frac{R}{E}; \quad \nu L = \frac{1}{\nu C}; \quad I_1 = \frac{E}{R + \nu L_1 \mu_2 \frac{\sigma}{S}};$$

$$\nu L_1\left(\mu_1 \frac{\sigma}{S} + \frac{S-\sigma}{S}\right) + \nu L_2 = \frac{1}{\nu C_1};$$

d'où

$$\mu_1 - 1 = \frac{S}{\sigma}\left(\frac{1}{\nu^2 C_1 L_1} - \frac{L_1 + L_2}{L_1}\right).$$

Mais

$$\nu^2 = 4\pi^2 \frac{C^2}{\lambda^2}; \qquad \lambda^2 = 4\pi^2 . C \left(L_1 + L_2\right).$$

On a donc finalement:

$$\mu_1 = 1 + \frac{dC}{C - dC} \left(\frac{L_1 + L_2}{L_1}\right) \frac{S}{\sigma}.$$

On fait fonctionner le générateur sur une longueur d'onde déterminée, puis, en faisant varier la capacité du condensateur, on règle le circuit de résonance sur la fréquence des oscillations du générateur et on note la capacité C. Un tube contenant le corps étudié est est alors introduit dans la bobine B, ce qui dérègle l'accord; on rétablit celui-ci et on note la capacité C_1 qui diffère de dC de la capacité primitive. On effectue ces mesures plusieurs fois, puis la moyenne est portée dans la formule.

Au cours des observations l'intensité du champ conserve une valeur constante pour différentes longueurs d'onde; elle est pourtant beaucoup plus faible lorsque celles-ci sont comprises entre 14,5 et 20 *m*, l'énergie du générateur diminuant à mesure que la fréquence croît. C'est pourquoi les mesures qui se rapportent à cet intervalle de longueurs d'onde ont été omises dans le résumé des résultats. A titre de comparaison avec les résultats des études de M[me] VOLKOVA j'ai effectué en outre quelques mesures sur le fer et la magnétite dans des tubes de 0,2 *cm* de diamètre (M[me] VOLKOVA avait utilisé des tubes de 0,25 *cm*). Cf. les tableaux I et II.

Résultats

Parmi les corps étudiés seuls le fer et la magnétite ont révélé leurs propriétés magnétiques en déréglant l'accord du circuit de résonance, alors que les autres corps n'ont donné aucun effet.

Le champ de haute fréquence se manifeste par des phénomènes thermiques sous la forme d'un échauffement très fort du fer, moins fort de la magnétite. Il est accompagné d'une absorption de l'énergie du circuit de résonance, comme le montrent les différences entre les lectures maxima de l'ampèremètre thermique au moment de la résonance, effectuées en présence du corps étudié et sans lui. Ainsi dans le cas de la limaille de fer l'intensité du courant dans le circuit diminuait de 1,8 à 0,7 *ampères* après l'introduction du tube contenant la limaille dans la bobine B, alors que la puissance du générateur ne subissait aucune modification. Les autres corps étudiés (à l'exception de la magnétite) ne s'échauffent pas, ce que je considère comme une preuve assez concluante de l'absence de propriétés magnétiques.

Les mesures de la perméabilité ont été faites 8 à 10 fois pour chaque corps dans l'intervalle entier de fréquence étudié. Les moyennes des

résultats de ces mesures pour chaque fréquence sont reunies dans le tableau II et la fig. *2*. On remarque que la valeur de la perméabilité croît lorsque la fréquence des oscillations diminue, dans l'intervalle en question, ce qui est accord avec les résultats de Mme Volkova. La variation brusque de cette valeur entre 20 et 25 *m* de longueur d'onde s'explique, je le suppose, par une diminution de la puissance des oscillations dans cet intervalle, ce qui se manifeste par la faible intensité du courant dans le circuit de résonance.

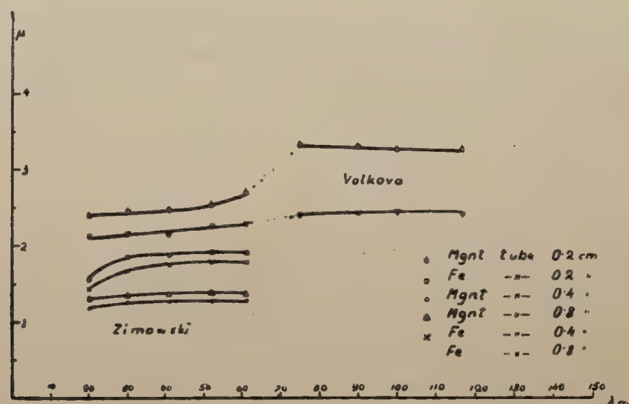


Fig. 2.

On peut supposer que la valeur de μ n'est pas la même pour les differentes intensités du champ électromagnétique de haute fréquence, mais qu'elle augmente avec l'intensité du champ. La puissance du génerateur étant limitée, je n'ai pas pu conformer cette hypothèse.

Tableau I.
Valeurs de la perméabilité

λ m	Magnétite tube 0,2 *cm*	Fer tube 0,2 *cm*	λ m	Magnétite tube 0,25 *cm*	Fer tube 0,25 *cm*
				Volkova	
20	2,3802	2,139	75,1	3,305	2,394
25	2,4148	2,130	86	3,251	2,400
30,2	2,4580	2,168	90,1	3,276	2,412
34	2,4475	2,185	95,2	3,240	2,427
40,8	2,4678	2,148	100,1	3,242	2,437
46	2,4950	2,226	105,2	3,248	2,408
52	2,5209	2,269	109	3,205	2,411
55	2,5970	2,265	116,8	3,224	2,397
61	2,6880	2,281	124,4	3,261	2,419

Tableau II

Valeurs de la perméabilité

λ m	Fer tube 0,8 *cm*	Fer tube 0,4 *cm*	Magnétite tube 0,8 *cm*	Magnétite tube 0,4 *cm*
20	1,1783	1,4239	1,2981	1,5582
25	1,2151	1,5360	1,2981	1,6148
30,2	1,2522	1,6738	1,3349	1,8580
34	1,2781	1,7385	1,3840	1,8745
41	1,2684	1,7289	1,3519	1,8748
46	1,2758	1,7563	1,3672	1,8975
52	1,2791	1,7969	1,3716	1,9199
55	1,2609	1,7563	1,3549	1,8975
61	1,2750	1,7692	1,3504	1,8988

La valeur de la perméabilité est la même si les tubes sont remplis d'une quantité plus ou moins grande du corps étudié, pourtant à condition que la longueur de la partie du tube remplie soit supérieure à celle de la bobine *B*, soit environ 5 *cm*.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur Dr. A. DENIZOT pour ses précieux conseils qu'il ma donné et pour le vif intérêt qu'il a pris à mon travail.

En même temps je remercie chaleureusement Monsieur le Dr. A. KOTECKI, grâce auquel j'ai pu vouer à ce travail tout le temps nécessaire.

Streszczenie

Opierając się na pracy WOŁKOWEJ (2) zbadano magnetyczną przenikliwość szeregu związków chemicznych ciał ferromagnetycznych w polu elektromagnetycznym wysokiej częstości, w zależności od częstości drgań tego pola. Otrzymano dla żelaza i magnetytu wartości naogół zgodne z wynikami WOŁKOWEJ, t. j. wzrost przenikliwości w miarę zmniejszania się częstości drgań. Inne z badanych ciał w stosowanym zakresie częstości żadnych zmian przenikliwości magnetycznej nie wykazały.

Bibliographie

1. MESNY, R.: *Les ondes électriques courtes*, Paris (1927).

2. VOLKOVA, K.: *ZS. f. Phys.* **74**, 388 (1932).

3. ВОЛКОВА, К.: *Современные проблемы электромагнетизма*, Москва, 67 (1931).

(Mitteilung aus dem Physikalisch—Chemischen Institut der Universität Zagreb, Dir. Prof. Dr. I. PLOTNIKOW)

Über die Empfindlichkeitssteigerung der Strahlungsmessung bei der thermophotometrischen Methode

O zwiększeniu czułości pomiaru promieniowania metodą termofotometryczną

Von Maximilian PLOTNIKOW jr. in Zagreb

(Eingegangen am 9. März 1936)

Es wurde gezeigt, dass bei Verwendung von verschiedenem Material als Empfangsscheibe, an der die Transformation der strahlenden Energie in die gaskinetische erfolgt, auch eine Änderung der Empfindlichkeit eintritt. Die kleinste Empfindlichkeit ergibt eine platinierte Platinscheibe, eine grössere platiniertes oder berusstes Platindrahtnetz und die grösste Graphitfolie.

Es wurde weiter gezeigt, dass man die Strahlungsenergie nicht nur nach der Tropfgeschwindigkeit, sondern auch nach der Steighöhe der Flüssigkeit, wenn auch nicht so genau, messen kann.

1. Einleitung

Aus den früheren Mitteilungen (*1,2*) ist ersichtlich, dass nach dem Ersatz der Quarzscheibe als Verschlussplatte durch eine Kaliumchloridplatte, eine starke Verbreitung des Spektralbereichs der Empfindlichkeit bis zu 24μ erfolgte. Damit wird die Messung der langwelligen Strahlung ermöglicht, was von grosser praktischer Wichtigkeit ist.

Als weitere Notwendigkeit hat sich die Steigerung der Empfindlichkeit selbst, d. h. die Vergrösserung des Transformationskoeffizienten erwiesen. Die Vorversuche haben gezeigt, dass dies wiederum von der Ober-

flächenbeschaffenheit und vom Material der Empfangsscheibe abhängt. Diese Versuche wurden jetzt fortgesetzt. Als Empfangsscheiben wurden Platinscheiben, blanke, platinierte und berusste Platindrahtnetze, berusstes Papier und Watte sowie Graphitfolie benutzt. Da Graphitfolie den grössten photogaskinetischen Effekt ergab, wird sie bei praktischer Verwendung dieser Methode wohl am häufigsten benutzt werden, deshalb seien im Kapitel 2 einige Worte ihrer Herstellung gewidmet.

2. Herstellung der Graphitfolie

THIELE *(3,4)* hat eine schöne Methode zur Herstellung von Graphitfolie aus Graphitsäure angegeben. Hier sei sie kurz beschrieben, wobei auch unsere Erfahrungen mitinbegriffen sind. Die Folien wurden in unserem Institut von Herrn cand. ing. chem. A. KOMZAK hergestellt. Unter dem Abzug wurde in einer Schale Graphitpulver mit einem Gemisch von $H_2SO_4 + HNO_3$ (2 : 1) vermischt und unter ständigem Zusatz von festem $KClO_3$ vorsichtig zur Graphitsäure oxydiert, die sich in Form eines Gels ausscheidet, das mit Wasser gut ausgewaschen und in ein Sol überführt werden muss. Giesst man ein wenig Graphitsäuresol auf eine gut gereinigte Glasplatte, trocknet es vorsichtig in einem Trockenschrank und erwärmt es dann bis $170^0 C$, so geht die Graphitsäure allmählich in Graphit über. Bei dieser Temperatur verwandelt sich noch nicht die ganze Graphitsäure in Graphit. Man erhält eine elastische, schwarze, metallglänzende Folie. Berührt man diese Folie mit einer Flamme, so verwandelt sie sich unter Verpuffung in nicht elastische und leicht brüchige sammetschwarze Folie. Erhitzt man die ausgetrocknete Graphitsäure bis $200^0 C$, so erhält man sehr dünne und leichte Folien aus reinem Graphit von grauschwarzer Farbe, die weniger elastisch und beim Berühren mit der Flamme beständig sind.

Diese Folien geben, als Empfangsscheibe benutzt, einen sehr starken photogaskinetischen Effekt. Besonders gut eignen sich dazu Folien mit sammetschwarzen Oberfläche.

Eine Reihe von Probeversuchen hat ergeben, dass Graphitfolien auch langwellige Strahlen absorbieren. Die käufliche Graphitsäure wird ebenfalls in der Flamme zu einem sammetschwarzen, leichten, russähnlichen Pulver (Graphitruss) verpufft, sie löst sich jedoch nicht kolloidal auf und deshalb konnte man aus ihr keine Folien herstellen.

3. Versuchsergebnisse

Zuerst wurden Versuche zur Festellung des Einflusses des Empfangsraumes durchgeführt. Dazu wurden verschiedene doppelwandige thermisch

isolierte Behälter aus parafiniertem Karton von 120 bis 345 cm^3 hergestellt und die Tropfgeschwindigkeit unter sonst gleichen Versuchsbedingungen gemessen, wobei sich kein nennenswerter Einfluss des Volumens ergab.

Ausser den früher benutzten Platinscheiben wurden noch Platindrahtnetzscheiben mit 1024 Maschen je cm^2 und 0,06 *mm* Drahtdicke (Netz I) und mit 3600 Maschen je cm^2 und 0,04 *mm* Drahtdicke (Netz II) als Empfangsscheiben benutzt, sowie auch Papier, Watte und verschiedene Graphitfolien. Die Platinierung der Drahtnetze ergibt keine vollständig undurchlässigen Scheiben, was jedoch durch Berussung erreicht werden kann. Die Drahtnetze wurden in einen Kartonring mit dünnen Drähten festgespannt und mit diesem in den Reservoir des Thermophotometers hineingeschoben. Die Versuche wurden mit dem kleinen Thermophotometer (Modell I) durchgeführt, da dieser ein viel schnelleres Auswechseln der Scheiben gestattete. Die Durchlässigkeit der Drahtnetze wurde auch bestimmt. Die Tropfgeschwindigkeit der platinierten 0,1 *mm* dicken Platinscheibe wurde als Einheit angenommen. Der Durchmesser aller Scheiben betrug 5 *cm*, als Lichtquelle fungierte eine Glühkerze. Die erzielten Resultate sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1

Relative Empfindlichkeit bei verschiedenem Empfangsscheibematerial

(*D* — Durchlässigkeit der Strahlung in %)

Empfangsscheibe	*D*	Relativer Wert
Blanke Platinscheibe	0,0	0,28
Platinierte Platinscheibe	0,0	1,00
Netz I blank	66,7	0,53
Netzt I platiniert	55,4	1,88
2 platinierte Netze I h'ntereinander	26,7	2,50
Netz II blank	57,5	0,78
Netz II platiniert	36,5	2,20
2 platinierte Nezte II hintereinander	13,3	2,78
Berusstes Netz I	8,9	2,71
Berusstes Netz II	—	3,12
Papier	—	0,95
Berusstes Papier	—	2,78
Watte geschwärzt mit Graphitruss	—	4,16
Graphitfolie blanke Oberfläche 29 *mg* schwer	—	4,08
Graphitfolie aus „reinem Graphit" 16 *mg* schwer	—	5,10
Graphitfolie Sammetoberfläche 17 *mg* schwer	—	5,36
Graphitfolie Sammetoberfläche 8 *mg* schwer	—	5,66

Wie ersichtlich ist, verändert sich die Empfindlichkeit nicht proportional zur Durchlässigkeit, sondern die Oberflächenbeschaffenheit spielt dabei eine grosse Rolle, da ja eine voluminöse Oberfläche mit grossem Oberflächenluftkontakt eine bessere Transformation ermöglicht. Daraus ist der Schluss zu ziehen, das noch feinere, platinierte und hintereinandergestellte oder berusste Drahtnetze eine noch stärkere Absorption ergeben würden. Die grösste Transformation ergab die leichteste sammetschwarze Graphitfolie von 8 *mg*, die etwa 6 mal so stark wie die platinierte Platinscheibe transformiert.

Der Transformationskoeffizient für die Platindrahtnetze wurde quantitativ im grossen Thermophotometer gemessen. Zuerst war das berusste Netz II, in 2 *cm* Entfernung das platinierte Netz II, und in weiteren 2 *cm* Entfernung die platinierte Platinscheibe aufgestellt, wobei praktisch fast alles schon von der ersten berussten Netzscheibe absorbiert wurde. Als Verschlussplatte fungierte eine Kaliumchloridplatte.

Der Transformationskoeffizient wurde mit dem schwarzen Körper und der Hefnerkerze gemessen und gleich 7% gefunden.

Bei dieser Kombination konnte noch eine Strahlungsintensität von 10^{-5} $gcal/cm^2sek$ gemessen werden.

4. Strahlungsmessung nach der Flüssigkeitsteighöhemethode

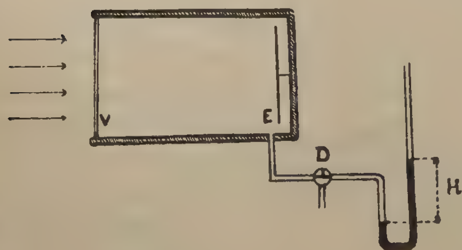


Fig. 1. *E*—Empfangsscheibe, *V*—Verschlussplatte (*KCl* oder Quarz), *H*—Steighöhe der Flüssigkeit *D* — Dreiweghahn zum Druckausgleich mit der Aussenluft.

Die Messung der Strahlungsenergie nach der Tropfgeschwindigkeitsmethode ist genau und dauert nicht lange, sie hat jedoch den Nachteil, dass dazu eine streng horizontale Einstellung der Kapillare erforderlich ist, was natürlich nur im Laboratoriumsraum genau möglich ist. Im Freien, wo es sich um schnelle, wenn auch weniger genaue Messungen handelt, bereitet dies schon Schwierigkeiten.

Deshalb erschien es ratsam die benutzte Methode in eine manometrische umzuwandeln, d. h. den photogaskinetischen Effekt statt durch die Tropfgeschwindigkeit, durch den Gasdruck zu messen. Zu diesem Zwecke wurde der Empfangsbehälter mit einem Manometerrohr von 2,5 *mm* Innendurchmesser, wie aus Fig. 1 ersichtlich, verbunden.

Als Flüssigkeit wurde wiederum Petroläther verwendet. Mit Beginn der Bestrahlung fing die Flüssigkeit schnell an zu steigen. Die Steiggeschwindigkeit war am Anfang gross und stand im direkten Zusammenhang mit der Tropfgeschwindigkeit, d. h. sie war von der Struktur der Empfangsscheibe abhängig, dann nahm sie immer mehr ab um zuletzt fast auf Null herabzusinken (stationärer Gleichgewichtzustand), dagegen war die Grenzsteighöhe der Flüssigkeit nicht in so grossem Masse von der Struktur der Empfangsscheibe abhängig und veränderte sich ungefähr proportional zur Intensität der auffallenden Energie. Die erzielten Resultate der Messungen sind in Tabelle II und III und in Fig. 2 und 3 wiedergegeben.

Die Steighöhe bei gleicher Intensität ist vom Manometerrohrdurchmesser und vom spezifischen Gewicht der Flüssigkeit abhängig.

Tabelle II

Abhängigkeit der Tropfgeschwindigkeit und Steighöhe vom Material der Empfangsscheibe bei konstanter Strahlungsintensität.

Als Strahlungsquelle fand eine Glühkerze Verwendung.

L — lineare Tropfgeschwindigkeit in *mm/sek.*

H — Steighöhe im stationären Gleichgewichtzustand der Flüssigkeit in *cm*, für die platinierte Platinscheibe nach 1 *Min.* und für die anderen Stoffe nach 1/2 *Min.*

Empfangsscheibe	*L*	*H*
Platinierte Platinscheibe 0,1 *mm* dick	5,1	3,0
Berusstes Netz I	14,0	3,5
Berusstes Papier	15,0	3,8
Graphitfolie	28,0	3,3

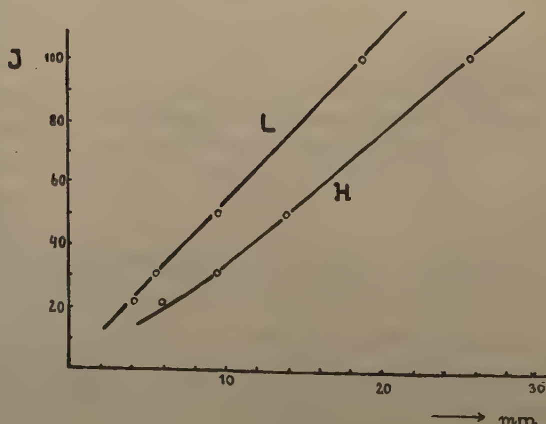


FIG. 2. Veränderung der Steighöhe mit der Strahlungsintensität. (Abschwächung der Strahlung mit rotierendem Sektor. Ähnliche Resultate ergeben sich bei Abschwächung der Strahlungsintensität mit Drahtnetzen (s. Fig. 3)). *L* — lineare Tropfgeschwindigkeit, *H* — Steighöhe der Flüssigkeit, *J* — Strahlungsintensität in %.

Tabelle III

Veränderung der Steighöhe mit der Strahlungsintensität.

Strahlungsquelle: geheizter elektrischer Ofen Abschwächung der Strahlung mit rotierendem Sektor.

L — lineare Tropfgeschwindigkeit in *mm/sek*.

H — Steighöhe der Flüssigkeit in *cm* nach 1 Minute.

Intensität in %	*L*	*H*
100	19,2	2,6
50	9,7	1,4
34	5,7	0,9
21	4,2	0,6

Praktisch hat sich folgende Messmethode als zweckmässig erwiesen. Die Zeit von einer Minute wird als Standardzeit angenommen, da sich die Steighöhe nach dieser Zeit nur sehr wenig verändert; man misst darauf die Höhe, die sich im Laufe dieser Minute einstellt und benutzt sie zum Vergleich bei Messungen mit anderen Intensitäten. Da man die Steighöhen ebenfalls mit dem schwarzen Körper eichen kann und so eine Eichungskurve erhalten werden kann, findet diese Methode auch zu quantitativen Messungen der strahlenden Energie Verwendung. Der Bau einer einfachen, handlichen und transportablen Apparatur nach dieser Methode ist in Angriff genommen worden.

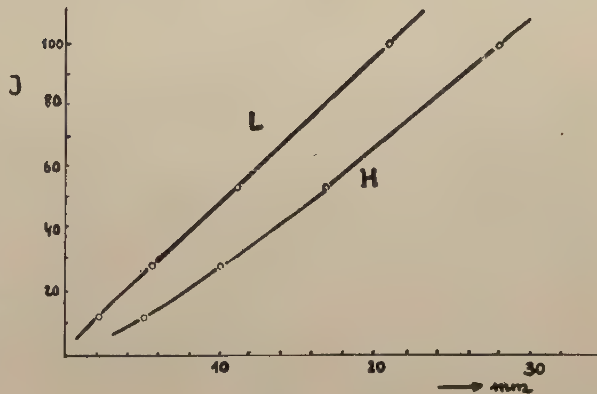


FIG. 3. Veränderung der Steighöhe mit der Strahlungsintensität. (Abschwächung der Strahlungsintensität mit Drahtnetzen). *L* — lineare Tropfgeschwindigkeit, *H* — Steighöhe der Flüssigkeit, *J* — Strahlungsintensität in %.

5. Kurze Zusammenfassung und Schluss

1) Es wurde die Empfindlichkeit der thermophotometrischen Methode bei Empfangsscheiben aus platiniertem Platin, platinierten und berussten Platindrahtnetzen von verschiedener Maschenzahl, berusstem Papier und

Watte und verschiedener Graphitfolien, die nach H. THIELE hergestellt wurden, bestimmt. Die grösste Empfindlichkeit ergaben Graphitfolien.

2) Es wurde der Transformationskoeffizient eines Empfangsscheibensystems bestehend aus einem berussten Platindrahtnetz, einem platinierten Platindrahtnetz und einer platinierten Platinscheibe, die in je 2 cm Entfernung hintereinander gestellt waren, gemessen und gleich 7 % gefunden. Bei dieser Kombination konnten noch Intensitäten von 10^{-5} *gcal/²cmsek* gemessen werden.

3) Es wurde gezeigt, dass auch die (manometrische) Flüssigkeitssteighöhemethode für Strahlungsenergiemessungen angewandt werden kann. Sie ist zwar weniger genau, gestattet aber schnelle Messungen, ohne horizontaler Einstellung der Kapillare, was im praktischen Gebrauch vorteilhaft ist.

Dem Direktor des Physikal-Chemischen Instituts Herrn Prof. Dr. I. PLOTNIKOW möchte ich für die Erlaubnis diese Arbeit in seinem Institut weiter fortführen zu können meinen innigsten Dank aussprechen.

Streszczenie

Wykazano, że zmiana materiału płyty odbiorczej, na której następuje przemiana energii promienistej w energię ruchu cieplnego cząsteczek gazu, pociąga za sobą zmianę czułości metody. Najmniejszą czułość daje platynowana tarcza platynowa, większą—platynowana lub okopcona siatka z drucika platynowego, największą zaś — błonka grafitowa.

Wykazano dalej, że za miarę energii promieniowania można brać nietylko szybkość tworzenia się kropel, lecz i wysokość wzniesienia się cieczy w rurce manometrycznej; w tym ostatnim wypadku otrzymuje się jednak mniej dokładne wyniki.

Literaturverzeichnis

1. PLOTNIKOW jr., Max.: *Acta Phys. Pol.* **2**, 335 (1933).
2. PLOTNIKOW jr., Max.: *Acta Phys. Pol.* **4**, 195 (1935); Ber. d. III Intern. Lichtforschungskongresses in Wiesbaden (1936) (im Druck).
3. THIELE, H.: *Forsch. u. Fortschr.* **10**, 408 (1934).
4 THIELE, H.: *ZS. f. anorg. Chem.* **207**, 340 (1932).

Ein neues Quarzmanometer

Nowy manometr kwarcowy

Von J. NIKLIBORC, 2. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Lwów (Lemberg)

(Eingegangen am 15. April 1936).

Es wird eine verbesserte Form des in dieser Zeitschrift (*1*) beschriebenen Instruments angegeben. Das Prinzip des verbesserten Quarzmanometers beruht darauf, dass an einem etwa $^1/_{70}$ *mm* starken Quarzfaden vertikal eine $20 \times 24 \times 0{,}2$ *mm* grosse polierte, plänparallele Quarzplatte (Fig. 1, *B*) aufgehängt ist, an deren unteren Kante, dicht anschliessend, ein Kapillarrohr angeschmolzen ist, in das ein dünner Nickeldraht eingeführt ist. Die Platte wird durch ein homogenes Magnetfeld zu Torsionsschwingungen (mit dem Quarzfaden als Achse) angeregt, und das Abklingen der Amplitude mit der Zeit subjektiv durch ein Fernrohr beobachtet, oder objektiv nach der photographischen Methode (mit der Quarzplatte als Spiegel) verfolgt. Gemessen wird das bei Drucken von der Grössenordnung 10^{-3} *mm Hg* druckabhängige Dämpfungsverhältnis (oder das Dekrement).

Um eine Aufhängung der Metallplatte zu ermöglichen, wurde ein geeignetes Quarzziehverfahren ausgearbeitet.

§ 1. Die vorliegende Arbeit stellt eine Fortentwicklung und Verbesserung des in dieser Zeitschrift (*1*), beschriebenen Quarzmanometers, welches nachstehend als „Manometer I" bezeichnet werden wird, dar. Die genaue Beschreibung des Instruments ist in der letztgenannten Arbeit enthalten, wo auch die Literatur besprochen wird, die sich mit den Bestrebungen befasst, ein Tiefdruckmanometer von besonderer Sauberkeit, das in das zu messende Vakuum keine störenden Körper mit sich einführt, zu schaffen. In vorliegender Arbeit werden lediglich die Grundzüge des Instruments kurz beschrieben, da die ältere Konstruktion den Ausgangspunkt für die neue Form darstellt.

Das Instrument beruht auf der messzwecklichen Ausnutzung der Torsionsschwingungen eines an einem dünnen Quarzfaden aufgehängten Vibrators, dessen Dämpfung bei tiefen Drucken druckabhängig ist. Der Vibrator besteht aus zwei 0,1 *mm* dicken planparallelen Quarzplatten, die an drei Seiten so zusammengeschmolzen wurden, dass zwischen ihnen

eine etwa 0,15 *mm* starke Luftschicht entstand, in die eine dünne vernickelte Eisenplatte eingeführt wurde, worauf die Platten längs der vierten Seite gasdicht verschlossen wurden. In der Mitte der oberen Kante war ein Quarzstäbchen angeschmolzen, das mit der Hand zu einem etwa 0,02 *mm* dicken Quarzfaden ausgezogen wurde (Fig. 1, *A*), wonach der auf diese Weise angefertigte Vibrator in das Vakuum eingeführt wurde. Das Instrument wurde zu Torsionsschwingungen mit dem Quarzfaden als Achse von Aussen her durch einen Stabmagneten angeregt. Als Druckkriterium wurde die Halbwertszeit gemessen (s. u.). Die Ablesung erfolgte nach der objektiven Methode an einer Skala, wobei eine vernickelte Eisenplatte als Spiegel benutzt wurde.

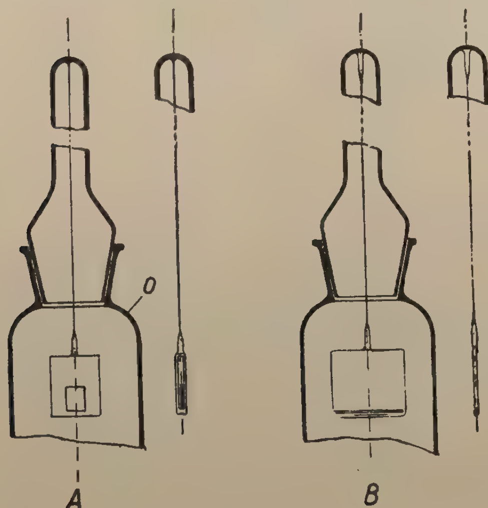


Fig. 1.

Das beschriebene Instrument hat allerdings einige Nachteile, die seine Verwendungsmöglichkeiten beeinträchtigen. Erstens ist die optische Abbildung des Spaltes auf der Skala bei Benutzung der objektiven Methode nicht einwandfrei. Verfasser hat bereits darauf hingewiesen (*1*), dass die Ursache dafür sowohl in der Deformation der Quarzplatten, die selbst bei sorgfältigstem Zusammenschmelzen unvermeidlich ist, wie auch in der Unebenheit des Metallplättchens, liegt. Zweitens war bei tiefen Drucken (von einigen Tausendstel *mm Hg* an abwärts) die Gefahr von Pendelschwingungen ziemlich gross, und es galt besondere Vorrichtungen anzuwenden um diese zu beschränken. Bei den erwähnten tiefen Drucken — die das eigentliche Messbereich des Instruments umfassen—war auch die Messdauer unbequem lang.

Die aufgezählten Nachteile konnten dadurch behoben werden, dass, wie die Beobachtungen gezeigt haben, die planparallele Quarzplatte als genügend lichtstarkes Spiegel verwendet werden kann. Dadurch wurde nicht nur der Bau des Instruments wesentlich vereinfacht, sondern ebenfalls eine vollkommen einwandfreie optische Abbildung ermöglicht. Mit der Behebung der mangelhaften Abbildung entstand die Bestrebung, das ganze Instrument zum Zwecke einer möglichst grossen Genauigkeit so umzugestalten, dass die einwandfrei scharfe Abbildung wirklich ausgenutzt werden könnte.

§ 2. Das nach den oben angegebenen Richtlinien umgearbeitete Instrument ist in Fig. 1, *B* dargestellt. Der Vibrator ist zu einer einzigen Quarzplatte (20 × 24 × 0,2 *mm*) reduziert worden, längs einer unteren Kante ist dicht anschliessend ein enges Quarzkapillarrohr angebracht worden, in dem sich ein feiner Nickeldraht befindet. Das Röhrchen ist an beiden Enden an die Platte angeschmolzen, wodurch der Forderung Rechnung getragen wird, dass das zu messende Vakuum ausschliesslich an die Quarzoberfläche grenzt.

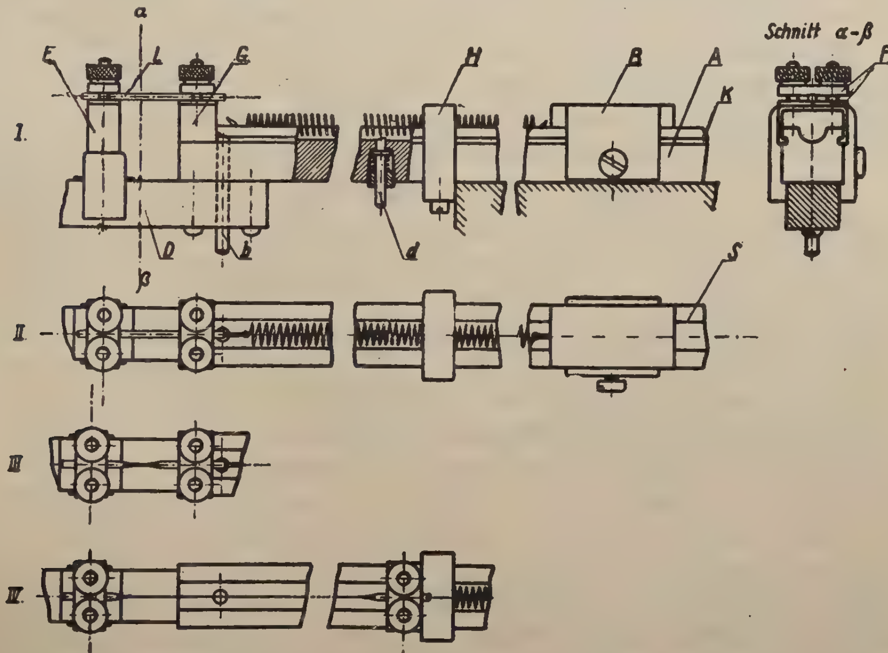


Fig. 2.

Besondere Aufmerksamkeit wurde dem Ausziehen des Quarzfadens gewidmet. Die handelsüblichen fertigen Quarzfäden konnten nicht benutzt werden, da es nicht gelingt, einen Faden vom Durchmesser von der Grössenordnung 0,01 *mm* an die Quarzplatte zuverlässig fest und genau axial anzuschmelzen; auch gibt das Ausziehen mit der Hand — wenn grössere Anforderungen an die Genauigkeit gestellt werden—keine zuverlässigen Resultate. Von besonderer Wichtigkeit ist—mit Rücksicht auf die Regelmässigkeit der Schwingungen — dass der Quarzfaden an der Anfangs - und Endstelle dem Quarzstäbchen rotationssymmetrisch axial entspringt, was bei Handarbeit sehr selten der Fall ist. Deshalb wurde ein folgendes mechanisches Verfahren ausgearbeitet.

In die Oberfläche eines etwa 50 *cm* langen Vierkanteisens wurde in Richtung der Längsachse ein halbkreisförmiger ($r = 0{,}5$ *cm*) Schlitz *S* (Fig. 2)

in Form einer Rinne ausgefrässt. Die Seitenwände wurden gleichfalls mit schmäleren, rechteckigen Schlitzen *K* versehen. Das Ganze bildet somit eine Schiene *A* für das Gleitstück *G*, das während der Bewegung längs der Schiene durch die Seitenschlitze geführt wird. In der Rinne lagert eine Stahlfeder, die einerseits mit dem Gleitstück *G*, anderseits mit einem an seiner unteren Fläche an die Rinne passenden Ansatz *B* verbunden ist. Durch Anziehen des Gleitstückes *G* in seine Anfangslage wird die Feder gespannt. Der Ansatz *B* kann in einer beliebigen Stelle der Gleitschiene *A* befestigt werden, sodass die Federspannung eingestellt werden kann. Die Gleitschiene *A* trägt an der Fussfläche einen weiteren Ansatz *D*, der eine Führung für ein zweites frei bewegliches Gleitstück *E* bildet, das längs des etwa 10 *cm* langen Ansatzes *D*, aber nur in Richtung der Längsachse der Gleitschiene *A*, leicht verschiebbar ist.

Das Quarzziehverfahren wird folgendermassen durchgeführt. Das Gleitstück *G* wird in seine Anfangsstellung gebracht, wodurch die Feder gespannt wird. Ein eventuelles Zurückgehen des Gleitstückes bei gespannter Feder verhindert der durch ein Loch in der Schiene hindurchgesteckte Bolzen *b*, der infolge des vom Gleitstück *G* ausgeübten Druckes festsitzt, was aus Fig. 2, *I* ersichtlich ist. Das zum Ausziehen des Fadens dienende etwa 2 *mm* dicke Quarzstäbchen *L*, dessen Ende eine angeschmolzene Vibratorplatte trägt, wird in die beiden Gleitstücke *G* und *E* durch die Schlitze in den Bakelitplättchen *F*, die zur Befestigung des Stäbchens in die Gleitstücke eingelassen sind, eingeführt. Dann wird das Quarzstäbchen in der Mitte mit einer Stichflamme durchgeschmolzen und das Gleitstück *E* gleichzeitig langsam (auf der Zeichnung nach links) weggeschoben, bis sich eine symmetrische Verengung (Fig. 2, *III*) herausbildet. Jetzt wird der Bolzen *b* zusammen mit der Flamme entfernt. Die bis dahin gespannte Feder wird losgelassen und das Gleitstück *G* schnellt längs der Gleitschiene auf die Gleitbahnbegrenzung *H* zu vor. Die in *H* angekommene Feder ist noch etwas gespannt, dadurch wird die Gefahr eines Zurückschnellens des Gleitstückes beim Aufprallen vermindert. Um diese Gefahr gänzlich aufzuheben, ist noch eine Verriegelungsvorrichtung in Form eines federgesteuerten Eisenbolzens *d*, der mit seinem flachen und schräg zugeschnittenem Teil etwas aus dem Boden der Rinne hervorragt und während des Passierens des Gleitstückes niedergedrückt wird, angebracht worden.

Durch Anbringung der Gleitbahnbegrenzung *H* in verschiedenen Abständen von *G* ist die Fadenlänge in ziemlich weiten Grenzen veränderlich. Es ist möglich durch zweckmässigen Wahl der Stärke der verwendeten Feder und der geschmolzenen Quarzmenge Fäden jedes beabsichtigten Durchmessers herzustellen.

Der nach obiger Methode ausgezogene und zum Aufhängen des Vibrators im Manometer benutzte Quarzfaden war $^1/_{70}$ *mm* dick und 12 *cm* lang.

§ 3. Um die Vibratorausschläge abzulesen, hat Verfasser die subjektive Methode der objektiven gegenüber vorgezogen, wobei sich die in Fig. 3 schematisch dargestellte Anordnung gut bewährt hat. In dem Holzkasten *K* befand sich als Lichtquelle *G* eine Lampe von ungefähr 100 *Watt*, davor die aus lichtdurchlässigem Papier angefertigte ziemlich ausgedehnte Fläche *F*, die als eigentliche Lichtquelle diente. Zwischen dem Vibrator *V* und der Fläche *F* befand sich die Skala *Sk*; als Skala diente das photographische Negativ einer ZEISSchen Glasskala. Die lichtdurchlässigen Skalastriche konnten auf dem schwarzen Hintergrund des Negativs durch das über dem Kasten *K* angebrachte Fernrohr *L* sehr gut abgelesen werden. Zur Vermeidung von Lichtreflexen an dem planparallelen Fensterchen *O*, die sich bei Ablesung der Skala an der Vibratorspiegelfläche störend bemerkbar machen, muss darauf geachtet werden, dass das Fensterchen nicht genau parallel zur Vibratorfläche steht.

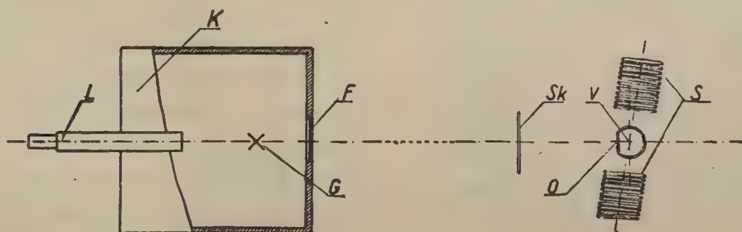


FIG. 3.

Die subjektive Methode hat wegen der grösseren Ablesungsgenauigkeit der objektiven gegenüber den Vorzug, dass bereits ganz kleine Ablenkungen des Vibrators aus der Gleichgewichtslage zu Druckmessungen ausreichen. Verfasser hat Schwingungen verwendet, bei welchen die anfänglichen Amplituden 0,5 Winkelgrad nicht überschritten; die Vorbedingung dafür sind allerdings reguläre Torsionsschwingungen des Vibrators unter möglichst vollkommenster Ausschaltung von Pendelschwingungen. Verfasser hat deswegen zur Anregung des Vibrators statt des früher benutzten Stabmagneten ein Kräftepaar verwendet, wozu die beiden gleichen Solenoide *S* benutzt wurden, deren Anbringung aus der Zeichnung ersichtlich ist. Die gemeinsame Solenoidachse bildete mit der Achse des Nickeldrahtes einen kleinen Winkel (auf der Abbildung der Übersichtlichkeit halber übertrieben). Das verwendete Magnetfeld, das möglichst homogen sein muss, war sehr schwach, damit das Einschalten des Magnetfeldes keine plötzliche Erschütterung des Vibrators zur Folge hatte. Als der Strom im Solenoidkreis zu fliessen begann, wurde der Vibrator allmählich aus seiner Ruhelage abgelenkt — die Schwingungsdauer betrug 12,4 *sek*.

Ausser der subjektiven Beobachtungsmethode mit dem Fernrohr, wurden die Schwingungen ebenfalls nach der photographischen Methode registriert.

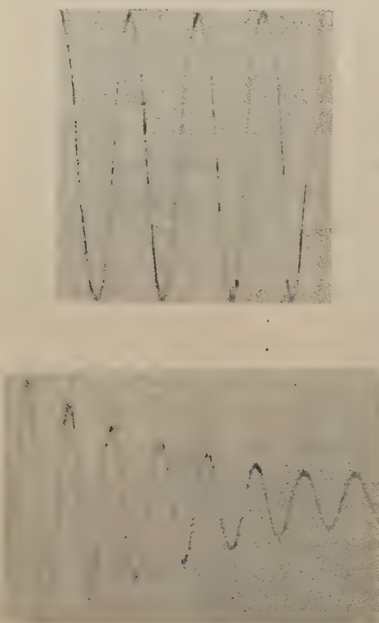


Fig. 4.

Ein stark belichteter, schmaler Schlitz, der in die Photoschicht eines stark bedeckten Negativs eingeritzt war, diente als Lichtquelle. Aus dem vertikalen Bilde des Schlitzes wurde auf dem gleichfalls vertikal bewegten lichtempfindlichen Papier ein kleiner Teil mittels eines horizontalen Spaltes ausgeschnitten, der auf dem Papier die Druckkurve aufzeichnete. In Fig. 4 sind zwei Kurven dargestellt, von denen die untere dem Druck 0,02 *mm Hg* Argon, die obere dagegen der vollständig ausgepumpten Apparatur entspricht; näheres darüber in den folgenden §§.

§ 4. Die Schwingungen des Vibrators werden durch die Differentialgleichung der gedämpften Schwingung

$$\frac{d^2 S}{d\, t^2} + K \frac{dS}{dt} + a^2 S = 0$$

beschrieben (S bedeutet den Ablenkungswinkel, K die Dämpfungskonstante). Da im vorliegenden Falle der Verlauf der Amplituden durch

$$A = A_0\, e^{-\frac{Kt}{2}}$$

gegeben ist, folgt daraus, dass die Zeit τ, in welcher die Amplitude zur Hälfte sinkt (die hier Halbwertszeit genannt wird), gleich $\frac{2}{K}\, ln\, 2$ ist.

Es ist vielfach üblich die Halbwertszeit zu messen und daraus auf den herrschenden Druck zu schliessen. Dieses Verfahren ist jedoch nicht immer praktisch, da die Messung bei tiefen Drucken längere Zeit dauert. Dies kann sowohl bei der subjektiven, als auch besonders bei der photographischen Methode dadurch vermieden werden, dass man der Zeitdruckkurve entweder das Dämpfungsverhältnis δ, das, wie bekannt, das konstante Amplitu-

denverhältnis $A_m / A_{m+1} = e^{KT/2}$ zweier nacheinander folgender Amplituden darstellt, oder das Dekrement $\Lambda = ln\ \delta = \frac{KT}{2}$ entnimmt. Bei nicht allzu tiefen Drucken braucht man nur wenige Schwingungen auszumessen, bei tiefen Drucken dagegen, wo die Amplitude sehr langsam abfällt — ein Grenzfall ist in Fig. 4 dargestellt — müssen mehrere Schwingungen registriert und daraus das Dämpfungsverhältnis berechnet werden. Die Formel

$A_m / A_{m+n} = e^{\frac{Kn\,T}{2}} = \delta^n$ bezieht sich auf den in Fig. 4 angeführten Grenzfall — eine mit einer Quecksilberdiffusionspumpe vollständig ausgepumpte Apparatur mit Kühler (ein in die Rohrleitung zwischen Manometergefäss und Pumpe angebrachtes *U*-Rohr war in flüssige Luft getaucht). Zur Bestimmung des Dämpfungsverhältnisses waren 15 Schwingungen nötig, nach deren Ablauf die Amplitude um 6% herabgesunken war, wobei die entsprechende Messzeit 3,5 Minuten betrug.

Verhältnissmässig langsam verlaufende Druckunterschiede können im untersuchten Raum auch durch Ausmessung des Dämpfungsverhältnisses längs der Schwingungskurve untersucht werden und auf diese Weise kann, bei bekannter Schwingungsdauer des Vibrators, die Zeitdruckabhängigkeit gemessen werden.

§ 5. Die Resultate einer Reihe von Messungen mit Argon sind in der beigefügten Tabelle und in Fig. 5 zusammengestellt. Die Abszisse stellt den Druck in der logarithmischen Skala, die Ordinate dagegen das logarithmische Dekrement dar. Die kleinen Unstimmigkeiten, besonders im Bereich der tiefsten Drucke, sind als Ablesungsfehler des MacLeodschen Manometers, das zur Kontrolle eingeschaltet war, zu deuten. Bei genauer Durchführung der Messungen ist die Konstanz der Temperatur der Umgebung wichtig, sonst ist der Vibrator kleinen, unregelmässigen Schwankungen ausgesetzt, ja er kann sogar eine Verschiebung der Nullstellung erfahren, was auf radiometrische Kräfte zurückzuführen ist. Verfasser hat deshalb einen Asbestkasten mit Glasfenster als Strahlungsschutz verwendet. Kann die Temperatur nicht genau konstant gehalten werden, so kann man sich dadurch helfen, dass auf der Schwingungskurve die variable Lage des Nullpunktes verfolgt und berücksichtigt wird, was meistens gut durchführbar ist. Wegen der Erschütterungsempfindlichkeit war die ganze Apparatur auf einer an die Zimmerwand befestigten Tischplatte aufgestellt.

Die Messgenauigkeit hing, wie beim „Manometer I", selbstverständlich auch jetzt sowohl vom Drucke als auch von der Gasart ab. Das

eigentliche Messgebiet ist das der Tiefen Drucke (unterhalb 10^{-2} *mm Hg*), was aus Fig. 5 und der beigelegten Tabelle abgelesen werden kann.

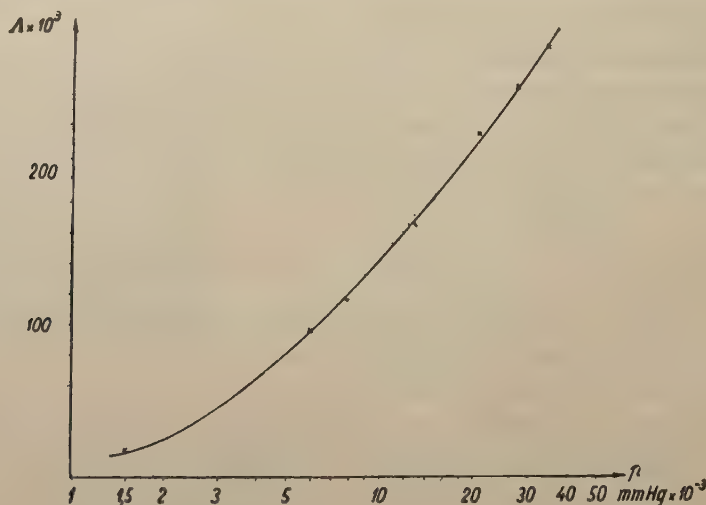


FIG. 5.

Die untere Grenze konnte in Ermangelung eines zuverlässigen Kontrollmanometers leider nicht bestimmt werden, doch ist sicher, dass sie ziemlich tief unter der des MACLEODschen Manometers liegt, was auf die Dünnheit des Aufhängefadens zurückzuführen ist; übrigens wurde diese Frage bereits bei „Manometer I" erörtert.

Tabelle

$p \times 10^3$ *mm Hg*	Λ
35	0,279
28	0,253
21	0,223
13	0,165
6	0,096
5	0,088
3	0,041
1,5	0,018
bei vollständigem Auspumpen	0,002

Es wurde ebenfalls versucht eine Doppelaufhängung des Vibrators anzuwenden, wobei der an die untere Vibratorplattenkante angeschmolzene Quarzfaden selbstverständlich auch gespannt war, jedoch hat sich diese Anordnung nicht bewährt.

Was die Theorie betrifft, sei auf das bereits im „Manometer I" gesagte hingewiesen. Zur Zeit sind nur Näherungsverfahren möglich; auf dieses Problem wird noch eingegangen werden.

Meinem Freunde, Herrn Ing. W. KAVKA, danke ich für seine Mitarbeit. Ich möchte nicht versäumen auch dem Glasbläser, Herrn M. SZYMAŃSKI, für seine stete Hilfsbereitschaft an dieser Stelle zu danken.

Streszczenie

Praca niniejsza zawiera opis manometru, będącego ulepszoną postacią przyrządu opisanego już w niniejszym czasopiśmie (*1*).

Na nici kwarcowej o średnicy $^1/_{70}$ *mm* wisi jako wibrator płaskorównoległa płytka (20 × 24 × 0,2 *mm*) ze szkła kwarcowego. Wzdłuż dolnej krawędzi płytki, zamknięty w wąskiej kapilarze przylutowanej na końcach do dolnej krawędzi płytki (rys. 1, *B*), znajduje się cienki drucik niklowy. Pobudzenie wibratora do drgań torsyjnych dokoła nici kwarcowej jako osi uskutecznia się przy pomocy jednorodnego pola magnetycznego w sposób widoczny z rys. 3. Mierzy się logarytmiczny dekrement drgań, który — przy ciśnieniach rzędu tysięcznych milimetra — zależy od ciśnienia.

Literaturverzeichnis

1. NIKLIBORC J.: Über ein einfaches Manometer zur Messung tiefer Drucke, *Acta Phys. Pol.* **4**, 85 (1935).

Erwiderung auf die von Herrn ŠPLAIT verfasste „Antwort u. s. w.“

Replika na „Odpowiedź i t. d.“ Pana ŠPLAITA

Von V. S. VRKLJAN in Zagreb

(Eingegangen am 18. August 1936)

In dieser Zeitschrift (*8*) wurde die Antwort von Herrn ŠPLAIT auf meine Kritik (*9*) der Arbeit von ČOBAN (*1*) veröffentlicht. Das Hauptgewicht meiner Einwände lag in der Feststellung, dass die Flüssigkeiten, an welchen ČOBAN den angeblichen PLOTNIKOW-Effekt studierte, optisch unrein waren. Statt Gegenbeweise auf meine Einwände zu bringen, insbesondere den Beweis, dass die Flüssigkeiten, mit welchen ČOBAN und andere Verfechter des vermeintlichen PLOTNIKOW-Effektes experimentierten, optisch rein* waren, geht Herr ŠPLAIT zu einer in der Wissenschaft ungewöhnlichen persönlichen Kritik über. Nach ihm soll ich „am wenigsten berufen” sein, „auf diesem Gebiete Kritiken auszuüben” und dies soll scheinbar seine sachliche und physikalische Hauptantwort auf meine Einwände sein!

Weiter stellt Herr ŠPLAIT fünf Fragen an mich. Die vier ersten hätte er und andere Entdecker des „PLOTNIKOW-Effektes” schon längst sich selbst stellen und zur Begründung der Entdeckung beantworten sollen. Die fünfte Frage beruht bloss auf einem Missverständnis von Herrn ŠPLAIT, denn RAWLING hat nirgends bewiesen, dass bei $\lambda = 800$ $\mu\mu$ die RAYLEIGH-

---

* Herr ŠPLAIT gebraucht den älteren Ausdruck „optisch leer” (S. 330; auch in der *ZS. f. Phys.* **98**, 396 (1935) auf S. 397). Dass die Flüssigkeiten von ČOBAN optisch unrein waren, hat M. KATALINIĆ auch rechnerisch unter Verwendung des STOKESschen Widerstandsgesetzes bewiesen (M. KATALINIĆ, *Kolloid-ZS.* **74**, 288—296 (1935). M. KATALINIĆ (S. 296) hat die Versuche von KRISHNAN und MITRA an Wasser kontrolliert und konnte ebenfalls an optisch reinem Wasser keinen PLOTNIKOW-Effekt finden,

Streuung „plötzlich ganz verschwindet", wie dies Herr SPLAIT behauptet.* In seiner Abhandlung in der *Nature* sagt RAWLING (*5*) auf S. 734 wörtlich: „Since this scattered light is often bluish in colour and is very deficient in infrared, it has very little influence on an infra-red plate provided the latter is shielded from the blue by means of a filter". In seinem Büchlein über Ultrarotphotographie (*6*) sagt RAWLING wörtlich auf S. 41: „Thus ultra-violet and blue light are scattered more than orange and red, while infra-red is scattered least", weiter auf S. 42: „The infra-red was very little scattered, and in order to show that there was some scattered, the infra-red plate had to be somewhat overexposed on the grey scale" und in der Fortsetzung (S. 42—43): „It will be noticed also that perceptible scattering only occurred in the directly illuminated region of the haze with red and infra-red, while with blue the scattering was so intense that the surrounding region became fairly brightly illuminated".

RAWLING beweist also, dass die Lichtzerstreuung auch im Infrarot besteht, Herr ŠPLAIT behauptet dagegen darüber gerade das Gegenteil, nämlich, dass RAWLING bewiesen haben soll, dass die Lichtzerstreuung im Ultrarot verschwindet! Obwohl Herr ŠPLAIT auf seinen Irrtum bereits in einer kroatischen Zeitschrift (*2*) (vgl. besonders S. 60) aufmerksam gemacht wurde, bleibt er hartnäckig bei seiner Behauptung. Man kann also diese Behauptung nicht auf einen irrtümlichen Lesefehler von Herrn ŠPLAIT zurückführen.

Ich möchte nur noch folgende Bemerkung machen. Herr ŠPLAIT wirft KRISHNAN vor, er habe bei seinen Versuchen über den PLOTNIKOW-Effekt (*3*) angeblich überhaupt nicht photographiert, geht aber stillschweigend über eine andere Arbeit von KRISHNAN (*4*) hinweg, in der zitierter Verfasser die gleiche Frage mit Hilfe der von ihm entdeckten anomalen Depolarisation geprüft hat und welcher mehrere Photographien beigelegt sind. Das negative Ergebnis dieser Arbeit bedeutet aber gleichfalls eine gründliche Negierung der Grundlagen des vermeintlichen „PLOTNIKOW-Effektes". Herr ŠPLAIT geht weiter stillschweigend über seine eigene „fundamentale" Arbeit**) bezüglich des PLOTNIKOW-Effektes" hinweg, wo er

---

* Lj. ŠPLAIT, *Acta Phys. Pol.* **4**, 330 (1935). In der *ZS. f. Phys.* **98**, 396 (1935) stellt Herr ŠPLAIT eine fast identische Behauptung bezüglich S. O. RAWLING auf („In diesem Gebiete verschwindet z. B. der TYNDALL-Effekt vollständig, wie es RAWLING mit künstlichen trüben Medien überzeugend nachgewiesen hat").

Eine ähnliche Behauptung bezüglich RAWLING hat unlängst auch J. PLOTNIKOW wiederholt (vgl. J. PLOTNIKOW, *Allgemeine Photochemie*, 2 Aufl. (1936), S. 12).

** J. PLOTNIKOW und Lj. ŠPLAIT, *Photogr. Korr.* **68**, 198 (1932) (vgl. besonders S. 202). Es ist interessant zu bemerken, dass diese Arbeit in ČOBANS als auch in ŠPLAITS (*ZS. f. Phys.*; **98**, 396 (1935)) Verzeichnis fehlt. Ebenso fehlt in beiden Verzeichnissen die Arbeit von PLOTNIKOW und ŠPLAIT, welche im Literaturnachweis der Arbeit von J. PLOT-

zusammen mit Herrn PLOTNIKOW seine zur Deutung des „Effektes" aufgestellte Hypothese vom Herumbiegen und Zurückwerfen des Lichtes durch die grossen Molekülen zur Tatsache erhoben hat. Da er auch über den fehlenden Beweis für die optische Reinheit der ČOBANschen Flüssigkeiten stillschweigend hinweggeht, erlaube ich mir, meine Erwiderung mit den in einer anderen Angelegenheit ausgesprochenen Worten von SEELIGER (7) zu schliessen: „Dem „Ruhm" seines Schützlings hätte er sicherlich erfolgreicher gedient, wenn er über die ganze fatale Angelegenheit Stillschweigen beobachtet hätte".

Zusatz bei der Korrektur. Während des Druckes dieser Erwiderung ist in der *Kolloid-ZS.* **77**, 295 (1936) von M. KATALINIĆ eine weitere sachliche Kritik des Arbeits von ČOBAN (*1*) erschienen. Als Grundlage seiner Behauptung bezüglich der angeblich krummlinigen Lichtstrahlenausbreitung in den lichtzerstreuenden Medien nahm ČOBAN die in einer photographischen Aufnahme (seine Fig. 3) beobachtete Verschleierung des Schattens des Abblendungsröhrchens, welches zur Abblendung des primären Strahlenbündels diente, an. KATALINIĆ hat nun die von ČOBAN beobachtete Verschleierung einfach auf die jedem Photoanfänger bekannte Lichthofbildung, welche infolge der Reflexion des in der photographischen Schicht zerstreuten Lichtes an der hinteren Seite der photographischen Platte entsteht, zurückgeführt [vgl. z. B.: DAVID, L., *Ratgeber im Photographieren, I. Teil (für Anfänger)*, 102, Halle (1929); oder HANNEKE, L. im *Dr. E. Vogels Taschenbuch der Photographie (Ein Leitfaden für Anfänger und Fortgeschrittene)*, 159, Berlin (1911)].

Literaturverzeichnis

1. ČOBAN, B.: *Acta Phys. Pol.* **4**, 1 (1935).
2. KATALINIĆ, M.: *Nastavni Vjesnik* **44**, 52 (1935—36).
3. KRISHNAN, R. S.: *Proc. Indian Acad.* (A) **1**, 44 (1934).
4. KRISHNAN, R. S.: *Proc. Indian Acad.* (A) **1**, 211 (1934).
5. RAWLING, S. O.: *Nature* **132**, 733 (1933).
6. RAWLING, S. O.: *Infra-Red Photography* (1935).
7. SEELIGER, H.: *Verh. d. D. Phys. Ges.* **20**, 262 (1918).
8. ŠPLAIT, Lj.: *Acta Phys. Pol.* **4**, 329 (1935).
9. VRKLJAN, V. S.: *Acta Phys. Pol.* **4**, 325 (1935).

NIKOW (*Strahlentherapie* **45**, 151 (1932)) als sich in der *Phys. ZS.* **33** (1932) im Druck befindend angegeben wird. Deswegen müssen beide Literaturnachweise als unvollständig bezeichnet werden.

On the LORENTZ' Equation of Motion in the New Electrodynamics II

O równaniu ruchu Lorentza w nowej elektrodynamice II

By Z. CHRAPŁYWYJ, Institute of Theoretical Physics, John Casimir University, Lwów (Lemberg)

(Received November 27 th 1936)

In a former paper it was shown that for an electron in a homogeneous electric field the LORENTZ' law of motion follows from the field equation of the new electrodynamics. This result, however, was valid only for $t = 0$. In the present paper this restriction is removed by applying a „postulate of unambiguity" according to which the singularity representing the electron coincides with the energy centre of the electron field.

The new electrodynamics allows two kinds of interpretation of the solutions of the field equation according to whether the field is described by means of the tensor p_{kl} (the vectors **D**, **H**), or the tensor f_{kl} (the vectors **E**, **B**) *(1)*. In the first case there can exist singularities of the **D**-field which, by analogy with MAXWELL point charges, are identified with electrons. In the second case the vector **E** possesses no singularities, and his sources are distributed spatially with the density $\rho = \frac{1}{4\pi}\, div\, \mathbf{E}$. If the „free charge density" ρ decreases sufficiently rapidly with increasing distance from a central point, so that practically the whole charge is contained in a finite region, one can treat the electron as a separate entity. The state of motion of the electron as a whole will then be represented by the motion of the mass centre (energy centre of the electron field). To secure the unambiguity of interpretation we must demand that both these points (singularity and mass centre) should coincide. We assume that of the possible solutions of the field equations only those satisfying this unambiguity postulate have a physical meaning.

Position and state of motion of the singularities may be arbitrarily given *(4)*; this mathematical arbitrariness is usually restricted by a suitable physical assumption, the so-called dynamical condition. * Our postulate, whose physical necessity is obvious, should be able to play the rôle of such a dynamical condition.

In the case of the static solution with central symmetry (electron at rest), given by BORN and INFELD, ** this postulate follows immediately from the symmetry of the field. The question arises to what results it leads in other cases. On account of analytical difficulties, connected with handling the non-linear equations, only very few explicit solutions are known. Besides the two-dimensional static solution of PRYCE *(5)* (with two singularities) only the field of an electron acted upon by external electric field was investigated, as the simplest non-statical solution *(2,3)*. ***

The starting point of I were the initial conditions

$$\mathbf{D}_0 = \frac{e}{r^3}\,\mathbf{r}\,,\; \mathbf{H}_0 = 0 \tag{1}$$

which at the same time are boundary conditions expressing that the **D**— singularity permanently rests at the origin of the co-ordinates. It was found that the mass centre moves with an acceleration given by LORENTZ' law

$$m_0\,\dot{v} = eZ \tag{2}$$

(Z-external field). It ist important to remark that the validity of this result is limited to $t = 0$, *i. e.* to the moment at which the unambiguity postulate is still satisfied. Thence the supposition that by applying consequently this postulate one should obtain the LORENTZ' equation also for later times. The object of this paper ist to examine whether this supposition is true.

From the cartesian co-ordinate system (as used in the special theory of relativity)

$$(x^i) = x,\ y,\ z,\ ct$$

---

* So in a paper of M. H. L. PRYCE *(Proc. Roy. Soc.* (A) **155**, 597 (1936) the condition is, that the total force on the charge be zero. From this condition follows the LORENTZ' equation of motion for the singularity. It must be remarked that this author does not give an explicit solution of the field equations, but starts from a variation principle. Comp. also M. BORN, *Proc. Ind. Ac. Sc.* **III, 1**, 8 (1936) and **III, 2**, 85 (1936). BORN supposes that not only a magnetic but also an electric moment is associated with the singularity. However, this assumption is not based on experimental data.

** BORN and INFELD, p. 438.

*** The paper *(3)* is quoted below as I.

we pass by means of the transformation

$$d\xi^1 = dx^1,\ d\xi^2 = dx^2,\ d\xi^3 = dx^3 - \frac{v dx^4}{c},\ d\xi^4 = dx^4$$

to the system

$$(\xi^i) = \xi,\ \eta,\ \zeta,\ ct$$

moving with respect to the original one along the z-axis with the (non-uniform) velocity v. The metrical tensor of this new system is

$$(g_{ik}) = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & -\frac{v}{c} \\ 0 & 0 & -\frac{v}{c} & 1-\frac{v^2}{c^2} \end{pmatrix},\ (g^{ik}) = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{v^2}{c^2}-1 & -\frac{v}{c} \\ 0 & 0 & -\frac{v}{c} & 1 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$g = (g_{ik}) = (g^{ik}) = -1.$$

For the sake of simplicity we shall suppose

$$\frac{v^2}{c^2} \ll 1. \quad (4)$$

In the moving system the field equations assume the form:

$$rot\ \mathbf{E} + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0, \quad (5)$$

$$div\ \mathbf{B} = 0, \quad (6)$$

$$rot\ \mathbf{H} + \frac{v}{c}\frac{\partial}{\partial \zeta}\mathbf{D} + \frac{v}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}[\mathbf{jH}] + \frac{\dot{v}}{c^2}[\mathbf{jH}] - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = 0, \quad (7)$$

$$div\ \mathbf{D} + \frac{v}{c}(\mathbf{j}\, rot \mathbf{H}) = 0$$

($\mathbf{j}$ is the unit vector in the direction of the ζ-axis).

The Lagrangian and the Hamiltonian are functions of the quantities F, G, P, Q, the significance of which is now partially changed (as compared with I):

$$L = L(F, G^2), \quad (9)$$

$$H = H(P, Q^2), \tag{10}$$

$$F = \frac{1}{b^2}\left\{ \mathbf{B}^2 - \mathbf{E}^2 + \frac{2v}{c}(\mathbf{j}[\mathbf{BE}]) \right\}, \tag{11}$$

$$G = \frac{1}{b^2}(\mathbf{BE}), \tag{12}$$

$$P = \frac{1}{b^2}\left\{ \mathbf{D}^2 - \mathbf{H}^2 + \frac{2v}{c}(\mathbf{j}[\mathbf{DH}]) \right\}, \tag{13}$$

$$Q = \frac{1}{b^2}(\mathbf{DH}). \tag{14}$$

Accordingly relations between the field vectors are now

$$\mathbf{B} = 2H_P\mathbf{H} - H_Q\mathbf{D} + \frac{v}{c}H_Q[\mathbf{jH}], \tag{15}$$

$$\mathbf{E} = 2H_P\mathbf{D} + H_Q\mathbf{H} - \frac{v}{c}H_Q[\mathbf{jD}], \tag{16}$$

$$H_P = \frac{\partial H}{\partial P}, \quad H_Q = \frac{\partial H}{\partial Q},$$

$$\mathbf{H} = 2L_F\mathbf{B} + L_G\mathbf{E} - \frac{v}{c}L_G[\mathbf{jB}], \tag{17}$$

$$\mathbf{D} = 2L_F\mathbf{E} - L_G\mathbf{B} + \frac{v}{c}L_G[\mathbf{jE}], \tag{18}$$

$$L_F = \frac{\partial L}{\partial F}, \quad L_G = \frac{\partial L}{\partial G}.$$

On the other hand, the energy density (determined from the energy-impulse tensor T^{kl} *) is connected with the Hamiltonian in the former manner, *viz.*

$$4\pi u = b^2H + (\mathbf{BH}). \tag{19}$$

We apply now the method of I. We expand all quantities into series in

---

* See BORN and INFELD, p. 438.

t, denoting the expansion terms of the vectors by small letters to distinguish them from analogous expansions in I denoted by capital letters, *e. g.*

$$\mathbf{B} = \mathbf{b}_0 + \mathbf{b}_1\, t + \mathbf{b}_2\, t^2 + \ldots$$

Each of the equations (5)-(8), (15)-(18) decomposes into a system of equations, *e. g.*

$$rot\, \mathbf{h}_0 + \frac{v_0}{c} \frac{\partial}{\partial \zeta} \mathbf{d}_0 + \frac{v_0}{c^2} [\mathbf{j}\mathbf{h}_1] + \frac{v_1}{c^2} [\mathbf{j}\mathbf{h}_0] - \frac{1}{c} \mathbf{d}_1 = o \tag{7a}$$

$$rot\, \mathbf{h}_1 + \frac{v_0}{c} \frac{\partial}{\partial \zeta} \mathbf{d}_1 + \frac{v_1}{c} \frac{\partial}{\partial \zeta} \mathbf{d}_0 + \frac{2v_0}{c_2} [\mathbf{j}\mathbf{h}_2] + \frac{2v_1}{c^2} [\mathbf{j}\mathbf{h}_1] +$$

$$+ \frac{2v_2}{c^2} [\mathbf{j}\mathbf{h}_0] - \frac{2}{c} \mathbf{d}_2 = o. \tag{7b}$$

....

Analogous equations for **E**, **B** etc. will be referred to as (5a), (5b), (6a) etc.

We put

$$\mathbf{d}_0 = \frac{e}{s^3} \mathbf{s} + \mathbf{Z}, \quad \mathbf{h}_0 = o, \quad s^2 = \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 \tag{20}$$

(**Z** is the external field in the direction of the ζ - axis)

or *

$$\mathbf{d}_0 = \mathbf{D}_0\,(\xi), \ \mathbf{h}_0 = \mathbf{H}_0\,(\xi).$$

Here are included both the initial conditions (the same as in I), and the boundary conditions expressing the motion of the singularity (with respect to the cartesian system) with the velocity v. This velocity can be determined from the condition that the singularity (the origin of the system ξ, η, ζ) should permanently coincide with the energy centre of the proper ** field of the electron

---

* This means that $\mathbf{d}_0$ depends on ξ, η, ζ in the same way as $\mathbf{D}_0$ on x, y, z.

** To obtain the proper field of the electron we subtract from the total field

$$\mathbf{D} = \mathbf{d}_0 + \mathbf{d}_1\, t + \mathbf{d}_2\, t^2 + \ldots$$

the external field **Z**, so that

$$\mathbf{d}_0^{(e)} = \frac{e}{s^3} \mathbf{s}, \ \mathbf{d}_1^{(e)} = \mathbf{d}_1, \ \mathbf{d}_2^{(e)} = \mathbf{d}_2, \ldots$$

The energy of the total field would be infinite. In I the distinction between the proper field and the total field was not made. This, however, did not lead there to false results.

$$\int u^{(e)}\zeta \, d\nu = o, \qquad d\nu = d\xi \, d\eta \, d\zeta \tag{21}$$

or

$$\int u_0^{(e)} \zeta d\nu = o, \tag{21a}$$

$$\int u_1^{(e)} \zeta d\nu = o, \tag{21b}$$

$$\int u_2^{(e)} \zeta d\nu = o, \tag{21c}$$

....

The condition (27a) is satisfied because of the spherical symmetry of the quantity $u_0^{(e)}$, which depends only upon $\mathbf{d}_0^{(e)}$.

The calculation of successive terms of the expansions proceeds exactly after the scheme of I. Starting from (20), we find on account of (15a), (16a), (17a), (18a)

$$(L_G)_0 = (H_Q)_0 = o, \qquad 2(H_P)_0 = \frac{1}{2(L_F)_0} = \alpha(\xi), \tag{22}$$

where α depends on the co-ordinates by the intermediary of the quantity

$$q = \mathbf{d}_0^2 = \frac{e^2}{s^4} + 2Z\frac{e\zeta}{s^3} + Z^2.$$

Furthermore

$$\mathbf{b}_0 = o, \quad \mathbf{e}_0 = \alpha\mathbf{d}_0 = \mathbf{E}_0\ (\xi). \tag{23}$$

Then. from (5a), (17b), (15b), (7a) follows

$$(L_G)_1 = (H_Q)_1 = o,$$

$$\mathbf{b}_1 = -c \ rot \ \mathbf{e}_0 = \mathbf{B}_1\ (\xi), \tag{24}$$

$$\mathbf{h}_1 = \alpha^{-1}\mathbf{b}_1 = \mathbf{H}_1\ (\xi), \tag{25}$$

$$\mathbf{d}_1 = v_0 \frac{\partial}{\partial\zeta}\mathbf{d}_0 + \frac{v_0}{c}[\mathbf{j}\mathbf{h}_1]. \tag{26}$$

We calculate now the second term of the expansion of the energy density (from (19)):

$$4\pi u_1 = b^2 H_1 + (\mathbf{b}_0\mathbf{h}_1) + (\mathbf{b}_1\mathbf{h}_0) = \alpha\ (\mathbf{d}_0\mathbf{d}_1),$$

whence, taking into account only the proper field of the electron, we get

$$4\pi u_1^{(e)} = \bar{\alpha}\ (\mathbf{d}_0^{(e)}\mathbf{d}_1) = v_0\bar{\alpha}\left(\mathbf{d}_0^{(e)}\frac{\partial}{\partial\zeta}\mathbf{d}_0\right) + \frac{v_0}{c}\bar{\alpha}(\mathbf{d}_0^{(e)}[\mathbf{j}\mathbf{h}_1]);$$

the bar over α indicates that it depends on $q = (\mathbf{d}_0{}^e)^2 = \frac{e^2}{s^4}$ and not on q.

To satisfy the condition (21b) we have to assume

$$v_0 = o, \tag{27}$$

therefore

$$\mathbf{d}_1 = o \tag{29}$$

and further, from (18b), (16b), (5b), (17c),

$$(H_P)_1 = (L_F)_1 = o,$$

$$\mathbf{e}_1 = o, \tag{29}$$

$$\mathbf{b}_2 = o, \tag{30}$$

$$\mathbf{h}_2 = o. \tag{31}$$

Finally from (7b) we obtain

$$\mathbf{d}_2 = \frac{c}{2}\, rot\, \mathbf{h}_1 + \frac{v_1}{2}\frac{\partial}{\partial \zeta}\mathbf{d}_0 + \frac{v_1}{c}[\mathbf{j}\mathbf{h}_1] = \mathbf{D}_2(\xi) + \frac{v_1}{2}\frac{\partial}{\partial \zeta}\mathbf{D}_0(\xi) +$$

$$+ \frac{v_1}{c}[\mathbf{j}\mathbf{H}_1(\xi)]. \tag{32}$$

We can calculate now the third term of the energy density:

$$4\pi u_2 = b^2 H_2 + (\mathbf{b}_0\mathbf{h}_2) + (\mathbf{b}_1\mathbf{h}_1) + (\mathbf{b}_2\mathbf{h}_0),$$

where

$$H_2 = \frac{1}{2}(H_{PP})_0\, P_1{}^2 + (H_P)_0\, P_2 + \frac{1}{2}(H_{QQ})_0 Q_1{}^2 + (H_Q)_0 Q_2 +$$

$$+ (H_{PQ})_0\, P_1 Q_1.$$

But

$$Q_1 = P_1 = o, \qquad (H_Q)_0 = o,$$

$$P_2 = \frac{1}{b^2}\left\{2\,(\mathbf{d}_0\mathbf{d}_2) - \mathbf{h}_1{}^2\right\}, \quad (H_P)_0 = \frac{\alpha}{2}.$$

Hence

$$4\pi u_2 = \frac{\alpha}{2}\left\{2_1\,(\mathbf{d}_0\mathbf{d}_2) - \mathbf{h}^2\right\} + (\mathbf{b}_1\mathbf{h}_1) = \alpha\,(\mathbf{d}_0\,\mathbf{d}_2) + \frac{\alpha}{2}\,\mathbf{h}_1{}^2.$$

The analogous expression for the proper energy is

$$4\pi u^{(e)}{}_2 = \bar{\alpha}\,(\mathbf{d}_0{}^{(e)}\mathbf{d}_2) + \frac{\bar{\alpha}}{2}\,\mathbf{h}_1{}^2.$$

Condition (21c) can now be written in the form

$$\int \bar{\alpha}\, (\mathbf{d}_0^{(e)}\mathbf{d}_2)\, \zeta d\nu + \frac{v_1}{c}\int \bar{\alpha}\left(\mathbf{d}_0^{(e)}\, \frac{\partial}{\partial \zeta}\, \mathbf{d}_0\right) \zeta d\nu + \frac{v_1}{c}\int \bar{\alpha}\, (\mathbf{d}_0^{(e)}[\mathbf{j}\mathbf{h}_1])\zeta d\nu +$$

$$+ \frac{1}{2}\int \bar{\alpha}\, \mathbf{h}_1^2 \zeta d\nu = 0. \tag{33}$$

To simplify the calculations we limit the integration to a sphere of radius S, within which the external field is very small when compared with the proper field:

$$\mathbf{Z} \ll \frac{e}{s^2} \text{ for } s \ll S. \tag{34}$$

We suppose moreover that outside the sphere the old theory is valid. This condition is always fulfilled, as „inside the electron" the proper field has very large values. Then one can put.

$$\alpha'_{\circ} = \bar{\alpha}' + 2\, Z\, \bar{\alpha}''\, \frac{e\zeta}{s^3}; \quad \bar{\alpha}''\, \frac{e}{s^2} \ll \bar{\alpha}', \qquad \alpha' = \frac{\partial \alpha}{\partial q}, \qquad \bar{\alpha}' = \frac{\partial \bar{\alpha}}{\partial q}.$$

This enables us to estimate the terms of the equation (33). The first and the last integral give, quite similarly as in I,

$$4\pi\, \frac{1}{2}\, c^2 \int Z_\rho^{(e)} d\nu.$$

The third integral can be neglected, whereas the second one gives

$$\int \bar{\alpha}\left(\mathbf{d}_0^{(e)} \frac{\partial}{\partial \zeta}\, \mathbf{d}_0\right) \zeta d\nu = \int \bar{\alpha}\left(-\, 2\, \frac{e^2 \zeta^2}{s^6}\right) d\nu = -\, \frac{2}{3}\int \bar{\alpha}\, \frac{e^2}{s^4}\, d\nu = -$$

$$= -\, \frac{2}{3}\int (\mathbf{d}_0^{(e)}\mathbf{e}_0^{(e)})\, d\nu,$$

or, using the theorem of LAUE *, $-\, 4\pi \int u_0^{(e)}\, d\nu$.

---

* BORN and INFELD, p. 446:

$$\int T^{11}\, d\nu = \int T^{22}\, d\nu = \int T^{33}\, d\nu = 0.$$

Putting the values found *ibidem* on p. 438 (for the static case of central symmetry) and summing up we obtain

$$b^2 \int L d\nu = -\, \frac{1}{3}\int (\mathbf{D}\, \mathbf{E}) d\nu$$

and

$$\int 4\pi u d\nu = \int (\mathbf{DE}) d\nu - \frac{1}{3}\int (\mathbf{DE}) d\nu = \frac{2}{3}\int (\mathbf{DE})\, d\nu.$$

Substituting this into (33), we get

$$\frac{1}{2}\,c^2\int Z\rho^{(e)}\,dv - \frac{v_1}{2}\int u_0^{(e)}dv = o$$

or

$$m_0\,v_1 = Ze$$

in conformity with the LORENTZ' law (2).

Summarizing we can say that, while the validity of the result of I could be claimed only for $t = o$, the results obtained here are valid for any time interval sufficiently short to allow the neglecting of higher terms in the expansions. In view of the simplifying assumptions made it is not possible to evaluate by the present method the radiation reaction upon the electron.

Streszczenie

W jednolitej teorii pola elektron można przedstawić albo jako osobliwość wektora **D**, albo też jako „nabój swobodny" rozłożony przestrzennie z gęstością $\rho = \frac{1}{4\pi}\,div\,\mathbf{E}$. Dla zapewnienia jednoznaczności interpretacji musimy postulować, że środek masy (energii) elektronu jest stale identyczny z osobliwością. Ten postulat jednoznaczności zastosowano tu do elektronu, znajdującego się w jednorodnym polu elektrycznym. Równania pola transformujemy na układ ξ, η, ζ, poruszający się względem układu kartezjańskiego wzdłuż osi z z prędkością

$$v = v_0 + v_1\,t + v_2\,t^2 + \ldots$$

Rozwijamy także inne wielkości na szeregi potęgowe według czasu i obliczamy kolejne wyrazy gęstości energii pola całkowitego u oraz pola własnego elektronu $u^{(e)}$. Postulat jednoznaczności, wyrażony zapomocą (21), pozwala na wyznaczenie v_0 i v_1 jeśli t jest dostatecznie małe, by można było opuścić dalsze wyrazy rozwinięć. Okazuje się, że uzyskujemy dla tych czasów zgodność z prawem ruchu LORENTZA; wynik ten jest ogólniejszy od tego, jaki autor znalazł w pracy poprzedniej, gdzie zgodność ruchu elektronu z prawem LORENTZA była wykazana tylko dla $t = o$.

References

1. BORN, M. and INFELD, L.: *Proc. Roy. Soc.* (A) **144**, 441 (1934).
2. CHRAPŁYWYJ, Z.: *C. R.* **202**, 396 (1936).
3. CHRAPŁYWYJ, Z.: *Acta Phys. Pol.* **4**, 395 (1936).
4. FEENBERG, E.: *Phys. Rev.* **47**, 148 (1935).
5. PRYCE, M. H. L.: *Proc. Camb. Phil. Soc.* **31**, 50 (1935).

Essai d'une interpretation des Spins dans la mécanique corpusculaire

Próba interpretacji spinów z punktu widzenia mechaniki korpuskularnej

Par Félix Joachim de WIŚNIEWSKI à Łazin (Pologne)

(Manuscrit reçu le 11 decembre 1936)

Dans la note presente l'auteur donne un essai d'interpretation de la signification physique du spin du point de vue de sa mécanique corpusculaire generalisée.

Dans la note présente je me propose de montrer, qu'en partant des principes de la mécanique corpusculaire généralisée, on peut donner une interprétation simple du Spin des électrons aux point de vue corpusculaire, et qu'on peut se faire en même temps une idèe de la nature de l'électron.

Figurons nous dans ce but l'électron comme un corps solide de dimensions finies en rotation autour d'un axe fixe.

Si l'on désigne par C le moment d'inertie de l'électron autour de l'axe de rotation et par ω sa vitesse de rotation, on aura pour l'énergie de rotation E l'expression suivante:

$$E = \frac{C}{2}\omega^2 - \frac{2\pi^2}{h^2} C\chi^2,$$

ou χ est une constante.

En introduisant la quantité de mouvement:

$$p_\omega = C\omega - \frac{2\pi}{h} C\chi$$

et sa adjointe:

$$p^*{}_\omega = C\omega + \frac{2\pi}{h} C\chi,$$

on aura pour E les expressions suivantes:

(a) $$E = \frac{1}{2C} p_\omega^2 + \frac{2\pi}{h} p_\omega \chi,$$

(b) $$E = \frac{1}{2C} (p^*{}_\omega)^2 - \frac{2\pi}{h} p^*{}_\omega \chi,$$

(c) $$E = \frac{1}{2C} p_\omega p^*{}_\omega.$$

En appliquant aux quantités de mouvement p_ω et $p^*{}_\omega$ les conditions de SOMMERFELD - WILSON on trouve:

$$nh = \oint p_\omega d\Theta; \quad n^* h = \oint p^*{}_\omega d\Theta,$$

où n et n^* sont des nombres entiers.

En introduisant les expressions pour p_ω et $p^*{}_\omega$ on trouve:

$$nh = \oint C\omega d\Theta - \frac{4\pi^2}{h} C\chi,$$

$$n^* h = \oint C\omega d\Theta + \frac{4\pi^2}{h} C\chi.$$

En retranchant la deuxième équation de la première et en resolvant par rapport à χ on trouve:

$$\chi = -\frac{h^2}{8\pi^2 C} l,$$

où $l = n - n^*$ est un nombre entier.

L'équation

$$\oint p_\omega d\Theta = nh$$

donne

$$p_\omega = \frac{h}{2\pi} n.$$

En introduisant les expressions pour χ et p_ω dans l'expression (a) de l'énergie E on obtient:

$$E = \frac{h^2}{8\pi^2 C} n (n - l).$$

Le moment magnétique correspondant M est alors égal à:

$$M = \frac{eh}{4\pi mc} n.$$

L'énergie E est nulle pour $n = o$ et $n = l$.
A ces deux cas correspondent les valeurs suivantes de $C\omega$, p_ω, M: si $n = o$, on a

$$C\omega = - \frac{h}{2\pi} \frac{l}{2}; \; p_\omega = o; \; M = o$$

et si $n = l$, on a

$$C\omega = \frac{h}{2\pi} \frac{l}{2}; \; p_\omega = \frac{h}{2\pi} l; \; M = \frac{eh}{4\pi mc} l.$$

Dans une note antérieure on a du poser $E = o$, pour rendre compte des effets anormaux de ZEEMANN des alcalins.

La même hypothèse nous permettra de donner une interprétation des Spins des électrons.

Dans la suite je vais introduire pour $C\omega = P_\omega$ la denomination de quantité de mouvement réduite.

Comme l'hypothèse que l'électron en rotation a une énergie nulle est nécessaire pour rendre compte des effets anormaux de ZEEMANN pour les alcalins, on peut admettre que l'état de rotation de l'électron avec une énergie nulle est l'état naturel de l'électron. Admettre que l'électron se trouve en rotation sans qu'il ait de l'énergie de rotation veut dire que la rotation est dans la nature même de l'électron. L'électron est donc une espèce de tourbillon.

Les quantités de mouvement réduites correspondants à la rotation sans énergie se réduisent pour $l = 1$ aux valeurs

$$- \frac{h}{2\pi}\left(\frac{1}{2}\right); \; \frac{h}{2\pi}\left(\frac{1}{2}\right).$$

Ces grandeurs sont égales aux quantités de mouvement du Spin. Par suite on peut dire que le Spin représente un état de rotation sans énergie.

Les quantités de mouvement du Spin sont égales aux quantités de mouvement réduites d'une rotation sans énergie.

Les moments magnétiques correspondants sont ègaux à 0 et $\frac{eh}{4\pi mc}$.

Le rapport de la quantité de mouvement réduite $P_\omega = C\omega$ et du moment magnétique M est:

(d)
$$\frac{M}{P_\omega} = \frac{e}{mc},$$

tandis que le rapport de la quantité totale de mouvement p_ω et du moment magnétique M est :

(e)
$$\frac{M}{p_\omega} = \frac{1}{2}\,\frac{e}{mc}.$$

Donc si on ne tient pas compte de la mécanique corpusculaire géneralisée, on doit prendre pour la quantité de mouvement de rotation la quantité de mouvement réduite, conformément au principe de la mécanique corpusculaire classique.

On obtient alors, au lieu de la relation exacte (e), la relation (d), car la mécanique classique pose $p_\omega = P_\omega$.

Dans toutes les expériences dans lesquelles on détermine la quantité de mouvement de rotation conformément aux principes de la mécanique classique, c'est-â-dire en posant $p_\omega = P_\omega$, on doit trouver la formule (d) et non la formule (e).

Ceci a par exemple lieu dans les expériences de MM. BARNETT et RICHARDSON qui conduisent à l'expression (d) et non (e).

Streszczenie

W powyższej nocie autor podaje próbę interpretacji fizycznego znaczenia spinu elektronu z punktu widzenia swej uogólnionej mechaniki korpuskularnej.

Über den Isotopieeffekt im Bandenspektrum des ionisierten Quecksilberhydrids (HgH^+/HgD^+) *

O zjawisku izotopowym w widmie pasmowym zjonizowanego wodorku rtęci (HgH^+/HgD^+) **

Von S. Mrozowski und M. Szulc, Warschau, Institut für theoretische Physik der Joseph Piłsudski Universität

(Eingegangen am 19. Dezember 1936)

Es wurde das Bandenspektrum des ionisierten Quecksilberhydrids HgH^+ erneut bei grösserer Dispersion ausgemessen und die erhaltenen Bandenkonstanten mit entsprechenden, früher von einem von den Verfassern erhaltenen und in der vorliegenden Arbeit korrigierten, Bandenkonstanten von ionisiertem Quecksilberdeutrid HgD^+ verglichen. Es hat sich ergeben, dass in den Genauigkeitsgrenzen der Messungen keine Abweichungen von den üblichen Isotopenformeln hervortreten; dagegen wird ein relativ grosser Elektronenisotopeneffekt von 11,5 cm^{-1} beobachtet.

Das Bandenspektrum des ionisierten Quecksilberdeutrids HgD^+ wurde vor kurzem von einem vom uns analysiert (*5*). Es wurde festgestellt, dass die damals einzig vorhandenen von Hori (*2*) stammenden Daten über das entsprechende Spektrum des ionisierten Quecksilberhydrids HgD^+ viel zu wenig genau sind, um auf Grund des Vergleichs der beiden Bandenspektren etwaige Schlussfolgerungen über die ev. Abweichungen von den Isotopenformeln oder die ev. Anwesenheit eines Elektronenisotopeneffektes zu erlauben. Da diese Fragen in den letzten Jahren in den Vordergrund der Untersuchungen an Bandenspektren der zweiatomigen Moleküle getreten sind, und die Bearbeitung möglichst vieler Bandenspektren in dieser Hinsicht für die Aufklärung der obengenannten Effekte von grösster Wichtigkeit

---

* Alle Messungen und die meisten Rechnungen wurden vom einen von uns (M. S.) ausgeführt.

** Wszystkie pomiary i większość rachunków zostały wykonane przez jednego z autorów (M. S.).

Tabelle 1. Bande 2263,7 (0,0)

J	*P*		*R*		*J*	*P*		*R*	
	λ	ν vac	λ	ν vac		λ	ν vac	λ	ν vac
0					16	2286,38	43723,7	2267,27	44092,2
1			2265,18	44132,9	17	2288,30	43687,1	2268,09	44076,3
2	2267,62	44085,4	2264,72	44141,9	18	2290,30	43648,9	2269,02	44058,2
3	2268,49	44068,6	2264,35	44149,1	19	2292,44	43608,2	2270,05	44038,2
4	2269,34	44052,0	2264,08	44154,4	20	2294,62	43566,8	2271,17	44016,5
5	2270,36	44032,2	2263,89	44158,1	21	2296,91	43523,3	2272,40	43992,7
6	2271,42	44011,7	2263,79	44160,0*	22	2299,29	43478,0	2273,73	43967,0
7	2272,57	43989,4	K2263,74	44161,0	23	2301,75	43431,8	2275,18	43939,0
8	2273,77	43966,2	2263,79	44160,0*	24	2304,29	43384,0	2276,69	43909,8
9	2275,07	43941,2	2263,93	44157,3	25	2306,93	43334,3	2278,35	43877,8
10	2276,46	43914,3	2264,15	44153,0	26	2309,68	43282,7	2280,10	43844,2
11	2277,92	43886,1	2264,45	44147,1	27	2312,54	43229,2	2281,98	43808,0
12	2279,45	43856,7	2264,83	44139,7	28	2315,46	43174,8	2283,90	43771,2
13	2281,07	43825,5	2265,30	44130,6	29	2318,53	43117,7	2286,10	43729,1
14	2282,75	43793,3	2265,86	44119,9	30	2321,72	43058,3		
15	2284,52	43759,3	2266,52	44106,8	31	2325,01	42997,4		

Tabelle 2. Bande 2286,7 (1,1)

J	*P*		*R*		*J*	*P*		*R*	
	λ	ν vac	λ	ν vac		λ	ν vac	λ	ν vac
0					11	2301,02	43445,6	2288,05	43691,8
1					12	2302,63	43415,2	2288,54	43682,5
2					13	2304,40	43381,9	2289,21	43669,7
3	2290,07	43634,2			14	2306,26	43446,9	2290,03	43654,1
4	2291,07	43615,2			15	2308,16	43311,2	2290,81	43639,2
5	2292,89	43599,6			16	2310,20	43273,0	2291,82	43620,0
6	2294,13*	43576,1*	K2286,76	43716,5	17	2312,36	43232,5	2292,89	43599,6
7	2295,37*	43552,5*	Band	kante	18	2314,58	43191,1	2294,13*	43576,1*
8	2296,62	43528,8			19	2316,94	43147,1	2295,37*	43552,5*
9	2298,01	43502,5			20	2319,37	43101,9		
10	2299,41	43476,6			21	2321,98	43053,4		

Tabelle 3. Bande 2367,3 (0,1)

J	P		R		J	P		R	
	λ	ν vac	λ	ν vac		λ	ν vac	λ	ν vac
0					16	2389,66	41834,3	2368,80	42202,3
1					17	2391,36	41804,5	2369,32	42193,3
2	2372,32	42139,9	2369,07	42197,6	18	2393,11	41773,9	2369,93	42182,4
3	2373,12	42125,8	2368,59	42206,3	19	2395,00	41740,8	2370,60	42170,6
4	2374,06	42109,1	2368,24	42212,5	20	2396,94	41707,0	2371,36	42157,1
5	2375,01	42092,2	2367,91	42218,1	21	2398,94	41672,5	2372,22	42141,7
6	2376,04	42074,0	2367,65	42222,1	22	2401,02	41636,4	2373,16	42125,1
7	2377,11	42055,1	2367,47	42226,2	23	2403,15	41599,4	2374,16	42107,3
8	—	—	2367,35*	42228,3*	24	2405,36	41561,2	2375,29	42087,2
9	2379,42	42014,3	K2367,27*	42229,8*	25	2407,65	41521,6	2376,49	42066,0
10	2380,76*	41990,6*	2367,27*	42229,8*	26	2410,03	41480,7	2377,83	42042,4
11	2382,05	41967,8	2367,35*	42228,3*	27	2412,43	41439,4	2379,19	42018,3
12	2383,48	41942,7	2367,51	42225,5	28	2415,01	41395,0	2380,76*	41990,6*
13	2384,93	41917,2	2367,74	42221,4	29	2417,60	41350,7	2382,35	41962,5
14	2386,44	41890,6	2368,02	42216,4	30	2420,35	41303,9	2384,12	41931,4
15	2387,99*	41863,5*	2368,36	42210,3	31	2423,15	41256,0	2385,99	41898,8

Tabelle 4. Bande 2388,0 (1,2)

J	P		R		J	P		R	
	λ	ν vac	λ	ν vac		λ	ν vac	λ	ν vac
0					12	2404,11	41582,8	2388,75	41850,1
1			2389,63*	41834,5*	13	2405,70	41555,3	2389,14	41843,4
2	2392,35	41787,1	2389,23	41841,7	14	2407,39	41526,2	2389,63*	41834,5*
3	2393,18	41772,6	2388,82	41849,0	15	2409,14	41496,0	2390,22	41824,4
4	2394,11	41756,4	2388,49	41854,8	16	2410,93	41465,2	2390,90	41812,5
5	2395,10	41739,1	2388,26	41858,8	17	2412,87	41431,9	2391,66	41799,2
6	2396,10	41721,7	2388,05	41862,4	18	2414,86	41397,6	2392,54	41783,8
7	2397,25	41701,7	2387,99*	41863,5*	19	2416,94	41362,0	2393,55	41766,2
8	2398,49	41680,2	K2387,94*	41864,3*	20	2419,14	41324,4	2394,51	41749,4
9	—	—	2387,99*	41863,5*	21	2421,37	41286,5	2395,78	41727,1
10	2401,16	41633,9	2388,18	41860,1	22	2423,70	41246,7	2396,91	41707,6
11	2402,59	41609,2	2388,42	41856,0	23	2426,14	41205,3		

Tabelle 5. Bande 2413,3 (2,3)

J	P λ	P ν vac	R λ	R ν vac	J	P λ	P ν vac	R λ	R ν vac
0					6	2421,03	41292,2	2413,34*	41423,7*
1					7	2422,27	41271,0	2413,47	41421,5
2					8			2413,68	41417,9
3	2417,86	41346,3			9			2414,03	41411,9
4	2418,79	41330,4			10			2414,49	41404,0
5	2419,92	41311,1	K2413,34*	41423,7 *	11				

Tabelle 6. Bande 2474,7 (0,2)

J	P λ	P ν vac	R λ	R ν vac	J	P λ	P ν vac	R λ	R ν vac
0					11	2491,06	40131,4	2474,95	40392,7
1					12	2492,29	40111,6	2474,85	40394,3
2					13	2493,65	40089,8		
3		Quecksil	berbande		14	2494,95	40068,8	K2474,72	40396,4
4					15	2496,18	40049,1		
5					16	2497,57	40026,8	2474,88	40393,8
6	2485,50	40221,2			17	2498,97	40104,5	2474,99	40392,0
7	2486,55	40204,2			18	2500,57*	39978,8*	2475,20	40388,6
8	2487,55	40188,0	2475,66	40381,1	19	2502,02	39955,6	2474,47	40384,2
9	2488,77	40168,3	2475,41	40385,2	20	2503,62	39930,1	2474,74	40379,8
10	2489,81	40151,6	2475,14	40389,6	21				

Tabelle 7. Bande 2492,9 (1,3)

J	P λ	P ν vac	R λ	R ν vac	J	P λ	P ν vac	R λ	R ν vac
0					12	2509,63	39834,5	K2492,85*	40102,6*
1					13	2510,96	39813,4		
2					14	2512,41	39790,4	2493,13	40098,1
3	2499,68*	39993,1			15	2513,98	39765,6	2493,36	40094,4
4	2500,57	39978,8*			16	2515,53	39741,1	2493,77*	40087,8*
5	2501,47	39964,4	2494,03	40083,6	17	2517,18	39715,0	2494,14	40081,9
6	2502,49	39948,1	2493,77*	40087,8*	18	2518,91	39687,7	2494,74	40072,2
7	2503,55	39931,3	2493,44	40093,1	19	2520,68	39659,9	2495,21	40064,7
8	2504,65	39913,8	2493,20	40097,0	20	2522,45	39632,1	2495,90	40053,6
9	2505,79	39895,6	2493,00	40100,2	21			2496,69	40040,9
10	2506,99	39876.5			22				
11	2508,27	39856,1	2492,85*	40102,6*	23				

Tabelle 8. $R(J) - P(J) = \Delta F'(J)$

J	v' = 0			v' = 1			v' = 2
	(0,0)	(0,1)	(0,2)	(1,1)	(1,2)	(1,3)	(2,3)
1	—	—	—	—	—	—	—
2	56,5	57,7	—	—	54,6	—	—
3	80,5	80,5	—	—	76,4	—	—
4	102,4	103,4	—	—	98,4	—	—
5	125,9	125,9	—	—	119,7	119,2	—
6	148,3*	148,1	—	140,4*	140,7	139,7*	131,5*
7	171,6	171,1	—	—	161,8*	161,8	150,5
8	193,8*	—	193,1	—	184,1*	183,2	—
9	216,1	215,5*	216,9	—	—	204,6	—
10	238,7	239,3**	238,0	—	226,2	—	—
11	261,0	260,5*	261,3	246,2	246,8	246,5	—
12	283,0	282,8	282,7	267,3	267,3	268,1*	—
13	305,1	304,2	—	287,8	288,1	—	—
14	326,6	325,8	327,6	307,2	308,3*	307,7	—
15	347,5	346,8	—	328,0	328,4	328,8	—
16	368,5	368,0	367,0	347,0	347,3	346,7*	—
17	389,2	388,8	387,5	367,1	367,3	366.9	—
18	409,3	408,5	409,8	385,0*	386,2	384,5	—
19	430,0	429,8	428,6	405,4*	404,2	404,8	—
20	449,7	450,1	449,7	—	425,0	421,5	—
21	469,4	469,2	—	—	440,6	—	—
22	490,4	488,7	—	—	460,9	—	—
23	507,2	507,9	—	—	—	—	—
24	525,8	526,0	—	—	—	—	—
25	543,5	544,4	—	—	—	—	—
26	561,5	561,7	—	—	—	—	—
27	578,8	578,9	—	—	—	—	—
28	596,4	595,6*	—	—	—	—	—
29	611,4	611,8	—	—	—	—	—
30	—	627,5	—	—	—	—	—
31	—	642,8	—	—	—	—	—

Tabelle 9. $R(J-1) - P(J+J) = \Delta F''(J)$

J	$v''=0$	$v''=1$		$v''=2$		$v''=3$	
	(0,0)	(0,1)	(1,1)	(1,2)	(0,2)	(1,3)	(2,3)
1	—	—	—	—	—	—	—
2	64,3	—	—	61,9 *	—	—	—
3	89,9	88,5	—	85,3 *	—	—	—
4	116,9	114,1	—	109,9	—	—	—
5	142,7	138,5	—	133,1	—	—	—
6	168,7	163,0	—	157,1	—	152,3	151,7
7	193,8 *	—	187,7	180,2	—	174,0 *	—
8	219,8	211,9	—	—	—	197,5	—
9	245,7	237,7**	—	230,4 *	229,5	220,5	—
10	271,2	262,0 *	—	254,3	253,8	244,1	—
11	296,3	287,1 *	—	277,3	278,0	—	—
12	321,6	311,1 *	309,9	300,7	302,9	289,2 *	—
13	346,4	334,9	335,6	323,9	325,5	312,2 *	—
14	371,3	357,9 *	358,5	347,4	—	—	—
15	396,2	382,1	381,1	369,3 *	369,6	357,0	—
16	419,7	405,8	406,7	392,5	—	379,4	—
17	443,3	428,4	428,9	414,9	415,0	400,1	—
18	468,1	452,5	452,5	437,2	436,4	422,0	—
19	491,4	475,4	474,2 *	459,4	458,5	440,1	—
20	514,9	498,1	499,1 *	479,7	—	—	—
21	538,5	520,7	—	502,7	—	—	—
22	560,9	542,3	—	521,8	—	—	—
23	583,0	563,9	—	—	—	—	—
24	604,7	585,7	—	—	—	—	—
25	627,1	606,5	—	—	—	—	—
26	648,6	626,6	—	—	—	—	—
27	669,4	647,4	—	—	—	—	—
28	690,3	667,6	—	—	—	—	—
29	712,9	686,7 *	—	—	—	—	—
30	731,7	706,5	—	—	—	—	—
31	—	—	—	—	—	—	—

ist, wurde eine erneute Ausmessung des HgH^+-Spektrums bei grösserer Dispersion vorgenommen.

Die Aufnahmen des HgH^+-Spektrums wurden während der Untersuchungen über das HgD^+-Spektrum bei unveränderter Spektrographeneinstellung erhalten (5). Was die experimentellen Einzelheiten betrifft, sei auf die obengenannte Arbeit eines von uns verwiesen (5). Die Aufnahmen wurden in Bezug auf dieselben Eisennormalen, wie im Fall des HgD^+-Spektrums vermessen. Im allgemeinen wurden ca. 240 Linien von 7 HgH^+-Banden ausgemessen, indem alle beobachteten Linien eingeordnet wurden. Die Wellenlängen und die auf Vakuum reduzierten Wellenzahlen der Linien sind gleichzeitig mit ihrer Zuordnung in den Tabellen 1—7 angegeben. Die übereinandergelagerten Linien sind mit Sternen bezeichnet; die nicht angegebenen, mit horizontalen Strichen angedeuteten Linien konnten infolge Überlagerung mit starken Hg—Linien nicht beobachtet werden.

Die Einordnung weicht von der HORIschen in mehreren Punkten ab: in der (0,0)-Bande wurden die J-Zahlen des R-Zweiges um eine Einheit verkleinert, dasselbe wurde in den R-Zweigen der (0,1)-Bande für $J = 14$ bis 19 und der (1,2)-Bande für $J = 12$ bis 21 vorgenommen. Mit diesen Umordnungen sind auch die Veränderungen der Lagen der Bandkanten (1,1), (0,1), (0,2) und (1,3) teilweise verbunden. Die Korrektheit der neuen Zuordnung ist aus den Tabellen 8 und 9 ersichtlich, die die Differenzen $R(J) - P(J) = \Delta F'(J)$ und $R(J-1) - P(J+1) = \Delta F''(J)$ darstellen. Es ist zu bemerken, dass, entgegen den entsprechenden Tabellen von HORI, alle Zahlenwerte dieser Tabellen nur aus Messwerten berechnet sind und nicht durch ev. graphische Interpolationen erhalten wurden.

Um die Rotationskonstanten zu bestimmen, wurde die graphische Konstruktion der $\frac{\Delta F'(J)}{4J+2}$ und $\frac{\Delta F''(J)}{4J+2}$ — Kurven in Abhängigkeit von $(J + {}^1/_2)^2$ benutzt. Die durch $4J + 2$ dividierten mittleren Zahlenwerte der Tabellen 8 und 9 sind als Kreise in Fig. 1 und 2 eingetragen. Wenn die Rotationsenergie des Moleküls nach der Formel

$$E_v(J) = B_v J(J+1) - D_v J^2(J+1)^2 \quad (1)$$

dargestellt wird, so können die Experimentalkurven Fig. 1 und 2 durch die Geraden $(B_v - {}^3/_2 D_v) - 2D_v(J + {}^1/_2)^2$ approximiert werden, deren Schnittpunkte mit der Ordinatenachse wegen der Kleinheit von D_v die Werte von B_v direkt ergeben. Die D_v-Zahlenwerte werden aus der Neigung der Geraden bestimmt.

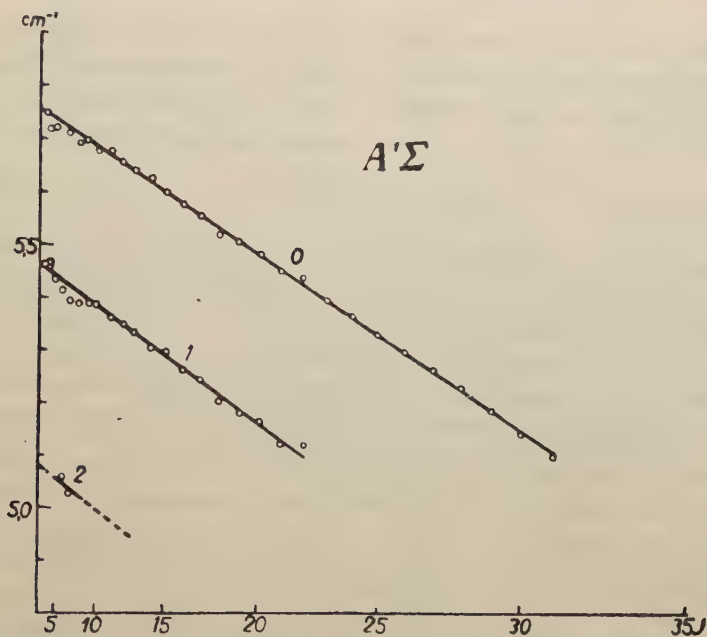

cm⁻¹
A'Σ
5,5
5,0
0
1
2
5
10
15
20
25
30
35J

FIG. 1.

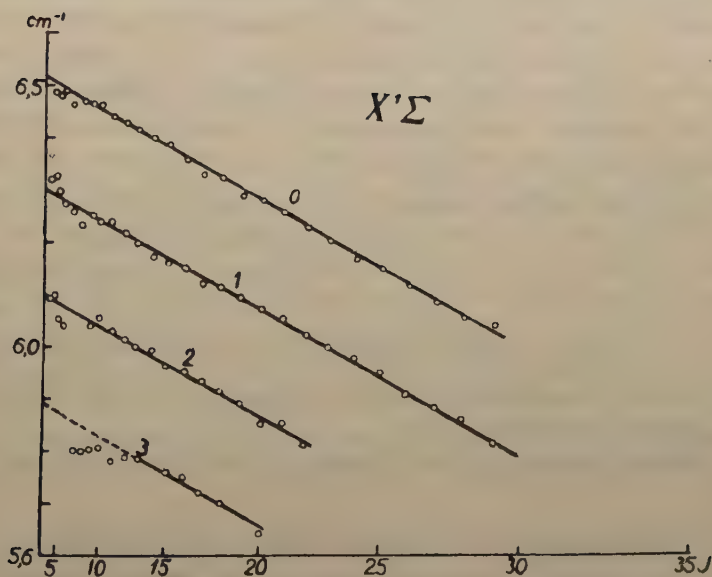

cm⁻¹
X'Σ
6,5
6,0
5,6
0
1
2
3
5
10
15
20
25
30
35J

FIG. 2.

Die in dieser Weise erhaltenen Zahlenwerte sind in der Tabelle 10 dargestellt, wo auch die Nullinienlagen der Banden enthalten sind. Die Lagen der Nullinien der Banden wurden erstens dank den erhaltenen B_v-Werten auf bekanntem Wege aus den Lagen der beobachteten P-Linien durch Berechnung der Summen $\sum_{J=0}^{J'} [P(J+1) - P(J)]$ extrapoliert. Da die so erhaltenen Zahlenwerte nicht sehr genau sind, wurden nach dem genaueren Verfahren von JENKINS und MC. KELLAR (4) die Abstände der Nullinien und gleichzeitig auch der α''-Wert (s. u.) ermittelt. Der α'-Wert konnte nicht erhalten werden, weil wenn $\gamma' \neq 0$ ist, wie dies für den $A^1\Sigma$-Zustand der Fall ist, der Neigungskoeffizient α der Geraden $[\Delta G_{v_1 v_2} = P_{v_1 v}(J+2) - P_{v_1 v}(J+2) + \alpha J(J+1)$... in Abhängigkeit von $J(J+1)]$ von α' verschieden ist. Die in diese Weise erhaltenen Zahlenwerte $\Delta G'_{1/2} = 1510{,}0$, $\Delta G'_{3/2} = 1355{,}0$, $\Delta G''_{1/2} = 1946{,}1$, $\Delta G''_{3/2} = 1863{,}6$ und $\Delta G''_{5/2} = 1782{,}4$ wurden dazu benutzt, um die Lage der Nullinien und die Schwingungskonstanten auf Grund der Formel:

$$\nu_{v'v''} = \nu_0 + [\omega'_e(v'+1/2) - x'_e\omega'_e(v'+1/2)^2 + y'_e\omega'_e(v'+1/2)^3 - $$
$$- z'_e\omega'_e(v+1/2)^4] - [\omega''_e(v''+1/2) - x''_e\omega''_e(v''+1/2)^2 +$$
$$+ y''_e\omega''_e(v''+1/2)^3 - z''_e\omega''_e(v''+1/2)^4] \qquad (2)$$

zu berechnen.

Tabelle 10. HgH^+.

$X^1\Sigma$ \ $A^1\Sigma$		B''_v	6,510	6,304	6,100	5,890
		$D''_v \cdot 10^5$	28,5	28,5	28,5	28,5
B'_v	$D''_v \cdot 10^5$	v' \ v''	0	1	2	3
5,755	33	0	44112,6	42166,5	40302,9	—
5,463	37	1	—	43676,5	41812,9	40030,5
5,080	—	2	—	—	—	41385,5

Der D'_2-Wert konnte nicht bestimmt werden, weil die Zahl der $\Delta F'(J)$—Werte nicht dazu ausreichend ist.

Aus den Zahlenwerten der Tabelle 10 wurden weiter auf Grund der Formeln:

$$B_v = B_e - \alpha_e(v+1/2) - \gamma_e(v+1/2)^2 - \delta_e(v+1/2)^3, \qquad (3)$$

$$D_v = D_e + \beta_e(v+1/2) \qquad (4)$$

die Rotationskonstanten des HgH^+ - Moleküls berechnet. Der auf Grund der Formel (2) berechnete α'' - Wert ist dem nach dem Verfahren von JENKINS und MC. KELLAR erhaltenen gleich. Alle Bandenkonstanten sind in der Tabelle 11 zusammengestellt.

Tabelle 11. HgH^+

	ω_e	$x_e\omega_e$	$y_e\omega_e$	B_e	α_e	γ_e	$D_e \cdot 10^5$	$\beta_e \cdot 10^5$	$I_e \cdot 10^{40}$	$r_e \cdot 10^8$
$A^1\Sigma$	1665,0	77,5	—	5,867	0,201	0,0455	31	4	4,7146	1,6885
$X^1\Sigma$	2029,85	42,22	0,217	6,613	0,206	0	28,5	$< 0,3$	4,1826	1,5903

Die Grundlinie ν_0 des ganzen Systems liegt bei ca. 44304,3 cm^{-1}.

Wir können jetzt dazu übergehen, die Bandenkonstanten des HgH^+ - Moleküls mit den früher von einem von uns gefundenen Konstanten des HgD^+ - Moleküls zu vergleichen. Ein entsprechender Versuch wurde vor kurzem von HORI und HURUITI (*3*) gemacht, indem die genannten Verfasser die HgD^+ - Banden unabhängig von uns analysiert und gleichzeitig die HgH^+ - Banden erneut vermessen haben. Obwohl die Untersuchungen von HORI und HURUITI bei angenähert derselben Spektrographendispersion, wie die von uns benutzte, durchgeführt wurden, weichen die erhaltenen Bandenkonstanten von den unserigen stark ab. Besonders sind die Abweichungen in Falle der HgD^+ - Konstanten sehr gross, auf was schon an anderer Stelle hingewiesen worden ist (*6*). Aber auch im Falle des HgH^+ - Spektrums treten recht starke Abweichungen hervor; es wurde z. B. $y''_e\omega''_e = -0{,}4833$ von HORI und HURUITI gefunden, die Konstante hat also ein umgekehrtes Vorzeichen! Die Diskrepanzen stammen wahrscheinlich davon, dass die Wellenlängenangaben von HORI und HURUITI weit ausserhalb der Messfehlergrenzen liegende Differenzen mit unseren Daten aufweisen. Da aber HORI und HURUITI die Ergebnisse ihrer Messungen nur für die (0,0) - Bande mitgeteilt haben, so ist es nicht möglich, festzustellen,woher die Abweichungen stammen und da wir geneigt sind, unsere Ergebnisse als die richtigen auzusehen (die Gründe wurden von einem von uns an anderer Stelle auseinandergesetzt (*6*)), werden wir im weiteren die Ergebnisse von HORI und HURUITI nicht berücksichtigen. Die die Abweichungen von den Isotopenformeln betreffenden Schlussfolgerungen von den genannten Verfassern sind unserer Ansicht nach unzutreffend, weil der gefundene Effekt sich innerhalb der Fehlergrenzen ihrer Messergebnisse befindet.

Wie aus der Tabelle 13 ersichtlich ist, stimmen die Ergebnisse im Falle der Rotationskonstanten des Normalzustandes $X^1\Sigma$ für die beiden Moleküle sehr gut überein. Die aus den Verhältnissen berechneten ρ^2 - Werte

weichen von dem nach den ASTONschen Angaben (*1*) berechneten Wert $\rho^2 = 0{,}5028$ sehr wenig ab. Viel schlechter stimmen die Konstanten im Falle des angeregten Zustandes $A^1\Sigma$ überein; durch eine nähere Betrachtung der Ergebnisse hat es sich herausgestellt, dass die Abweichungen davon stammen, dass der D'_1 - Wert für das HgH^+ - Molekül zu klein, die D'_2 - und D'_3 - Werte für das HgD^+ - Molekül dagegen zu gross erhalten wurden. Wenn man entsprechende Korrekturen, die gänzlich in den durch das graphische Verfahren zulässigen Grenzen liegen, anbringt, so werden gleichzeitig auch die B'_v - Werte ein wenig verändert. Die allgemein revidierten B_v - und D_v - Werte des HgD^+ - Moleküls sind in der Tabelle 12, die endgültigen Rotationskonstanten der beiden Molekülen sind in der Tabelle 14 zusammengestellt. Wie aus den ρ^2 - Werten der letzten Tabelle ersichtlich ist, stimmen die Ergebnisse auch im Fall des $A^1\Sigma$ - Zustandes sehr gut überein. Es ist bemerkenswert, das der Korrekturen wegen im Falle des HgD^+ - Moleküls das nächste Glied (δ) der Reihenentwicklung (3) verschwunden ist. Die Richtigkeit der Korrekturen beweist u. a. auch die sehr gute Übereinstimmung der gefundenen D_e - Werte mit den theoretischen $\left(D_e = \frac{4B_e^3}{\omega_e^2}\right)$ Werten.

Was den Vergleich der Schwingungskonstanten betrifft, so muss beachtet werden, dass die früher von einem von uns bestimmten Nullinienlagen der HgD^+ - Banden sehr wenig genau sind. Deshalb wurden die Nullinienabstände nach dem Verfahren von JENKINS und MC. KELLAR auf Grund der früheren Daten berechnet und die so erhaltenen Zahlenwerte zur Korrektur der Nullinienlagen benutzt. Gleichzeitig wurde ein sehr genauer Zahlenwert für α'' erhalten. Während der Überprüfung der Resultate im Fall des HgD^+ - Spektrums wurde bemerkt, dass die Wellenlängen der Linien in der Umgebung von 2425 Å etwas zu klein erhalten wurden, weil an dieser Stelle eine grössere Lücke zwischen den Eisennormalen besteht, so dass die Dispersionskurve etwas ungenau gezeichnet wurde. Die endgültig erhaltenen Nullinien sind in der Tabelle 12 zusammengestellt.

Tabelle 12. HgD^+

$X^1\Sigma$ / $A^1\Sigma$		B''_v	3,291	3,217	3,144	3,070	2,997	2,923
		$D''_v \cdot 10^5$	7,2	7,2	7,2	7,2	7,2	7,2
B'_v	$D'_v \cdot 10^5$	v' \ v''	0	1	2	3	4	5
2,913	8,2	0	44161,9	42764,5	41409,5	—	—	—
2,818	9,2	1	—	—	42507,5	41193,5	—	—
2,702	10,2	2	—	—	—	42223,5	40950,2	—
2,565	11,2	3	—	—	—	—	41896,8	40665,0

Aus diesen Zahlenwerten wurden die revidierten Schwingungskonstanten des HgD^+ - Moleküls berechnet, die in den Tabellen 13 und 14 zusammengestellt sind. Aus der Tabelle 13 ist ersichtlich, dass auch $z''_e w''_e$ von Null verschieden ist; dies bewirkt, dass die Dissoziationsenergie $\mathbf{D}''$ des $X^1\Sigma$ - Zustandes viel kleiner als 2,96 Volt, welcher Zahlenwert auf Grund früherer Daten von einem von uns berechnet wurde, ist; nämlich beträgt die Dissoziationsenergie 2,35 Volt ($v'' = 19$). Die Dissoziationsenergie des $A^1\Sigma$ - Zustandes wird zu 0,82 Volt ($v' = 9$) erhalten, dagegen findet man auf Grund der Konstanten aus der Tabelle 11 (HgH^+) ca. 1,1 Volt ($v' = 10$).

Wenn wir jetzt dazu übergehen, die Schwingungskonstanten zu vergleichen, so sieht man, dass sehr starke Abweichungen von den Massenverhältnissen auftreten. Die Schwingungskonstanten des HgH^+ - Moleküls, die in der Tabelle 11 zusammengestellt wurden, sind aber mit den HgD^+ - Konstanten nicht vergleichbar, weil die Zahl der beobachteten Schwingungsniveaus zu klein ist, um die Berechnung der höheren Koeffizienten der Reihenentwicklung (2) zu ermöglichen. Wenn man aber beim Vergleich der ω_e - Werte der Realität der Abweichungen von den Isotopenformeln sicher sein will, so muss beachtet werden, dass nicht nur für die beiden Moleküle bei der Berechnung eine gleiche Zahl der Reihenentwicklungskoeffizienten berücksichtigt werden muss, sondern dass auch die höheren Koeffizienten annähernd das richtige Verhältnis aufweisen müssen. Andernfalls werden, da die höheren Koeffizienten auf den ω_e - Wert einen recht starken Einfluss ausüben, die Ergebnisse unvergleichbar. In dem Fall des hier betrachteten Bandenspektrums ist die Beachtung dieser Regel von besonderer Wichtigkeit, weil die höheren Koeffizienten relativ sehr gross sind, aber auch in anderen Fällen könnte dies eine recht grosse Rolle spielen; die Betrachtung der bandenspektroskopischen Literatur dagegen zeigt, dass diese Regel nicht immer genügend beachtet wurde. Um vergleichbare ω_e - Werte im Fall des HgH^+ - Molekül zu erhalten, wurden die beiden $z''_e\omega''_e$ und $y'_e\omega'_e$ - Konstanten auf Grund des ASTONschen Massenverhältnisses aus den entsprechenden HgD^+- Konstanten berechnet und dann die Koeffizienten von niedrigerer Ordnung weiter nur mehr auf Grund der Daten der Tabelle 10 ermittelt. Die in dieser Weise gefundenen HgH^+ - Konstanten sind in den Tabellen 13 und 14 dargestellt. Es zeigt sich, dass die aus den Verhältnissen der Schwingungskonstanten berechneten ρ^2-Werte so wenig vom ASTONSchen Zahlenwert abweichen, dass die Abweichungen im Bereich der Genauigkeitsgrenzen der Messungen und der Konstantenbestimmung liegen. Im allgemeinen weisen alle Konstanten die Tendenz auf, ρ^2 grösser als 0,5028 zu ergeben (besonders im Fall des $A^1\Sigma$ - Zustandes). Inwieweit dies durch reelle Abweichungen von den Isotopenformeln hervorgerufen wird, ist nicht zu entscheiden, weil die Genauigkeit der vorliegenden Untersuchungen dazu nicht ausreichend ist.

Tabelle 13. Grundzustand $X^1\Sigma$

	w''_e	$x''_e w''_e$	$y''_e w''_e$	$z''_e w''_e$	B''_e	α''_e	γ''_e	$D''_e 10^5$	$\beta''_e 10^5$	$I''_e 10^{40}$	$r''_e 10^8$	D''
HgH^+	2033,87	46,16	1,681	0,18300	6,613	0,206	0	28,5	$< 0,3$	4,1826	1,5900	2,35 Volt
HgD^+	1442,15	23,24	0,600	0,04583	3,328	0,0736	0	7,2	$< 0,04$	8,3113		
ρ^2	0,5028	0,5034	0,5031	—	0,5032	0,5030	—	0,5026	—	—	—	—

Tabelle 14. Anregungszustand $A^1\Sigma$

	w'_e	$x'_e w'_e$	$y'_e w'_e$	B'_e	α'_e	γ'_e	ρ'_e	$D'_e 10^5$	$\beta'_e 10^5$	$I'_e 10^{40}$	$r'_e 10^8$	D'
HgH^+	1621,0	43,06	—7,653	5,870	0,208	0,0415	—	30,2	5,6	4,7121	1,6878	0,82 Volt
HgD^+	1150,3	21,70	—2,733	2,953	0,074	0,0105	0	7,7	1,0	9,3667	—	
ρ^2	0,5036	0,5039	—	0,5030	0,5020	0,5030	—	0,5049	0,5021	—	—	—

Die Tabellen 13 und 14 stellen die zurzeit besten Konstanten der HgH^+- und HgD^+-Moleküle dar. Aus den entsprechenden Schwingungskonstanten berechnet man die Lage der Grundlinien des Bandensystems im Fall des HgH^+-Moleküls zu 44319,4 cm^{-1} und des HgD^+-Moleküls zu 44307,9 cm^{-1}. Es gibt also einen Elektronenisotopieeffekt, der ca. 11,5 cm^{-1} beträgt. Die Anweisenheit dieses Effektes hat Abweichungen von den Isotopenformeln vorgetäuscht (*5*), weil, wenn die Lage der Grundlinie nach den nichtkorrigierten HgH^+-Konstanten berechnet wird, es den Anschein macht, als ob keiner oder ev. ein sehr kleiner Elektronenisotopieeffekt vorhanden wäre. Dann tritt eine besonders starke Abweichung von den Isotopenformeln für die Lagen der Nullinien der (0,0)-Banden auf. Die Abweichungen sind aber scheinbar und die Isotopenformeln für die Nullinienverschiebungen* werden mit hoher Genauigkeit erfüllt, wenn man die korrigierten Bandenkonstanten Tab. 13 und 14 benutzt und die Anwesenheit des Elektronenisotopieeffektes berücksichtigt. Wenn es im allgemeinen Abweichungen gibt, so sind die vorliegenden Messungen dazu nicht genügend genau, um ihre Grösse festzustellen, sie können nur dank einer ev. neuen Ausmessung

* Vgl. z. B. W. Jevons, *Report on Band Spectra of Diatomic Molecules*, Cambridge (1932), Formel 126 (a) auf S. 213.

der mittels eines grossen Gitters erhaltenen Aufnahmen der beiden Bandenspektren gefunden werden.

Herrn Professor C. BIAŁOBRZESKI sind wir für das liebenswürdige Interesse an dieser Arbeit zum besten Dank verpflichtet.

Streszczenie

Przeprowadzono ponowne pomiary widma pasmowego cząsteczki zjonizowanego wodorku rtęci HgH^+ przy użyciu większej dyspersji i otrzymane stałe tego widma zestawiono ze stałymi widma cząsteczki zjonizowanego ciężkiego wodorku rtęci HgD^+, wyznaczonymi poprzednio przez jednego z autorów, lecz skorygowanymi w pracy niniejszej. Porównanie stałych wykazuje, że w granicach dokładności pomiarów nie mamy do czynienia z odstępstwami od normalnych wzorów izotopowych; jednocześnie okazuje się, że występuje elektronowe względne przesunięcie podstawowych linii układów pasm, wynoszące 11,5 cm^{-1}.

Literaturverzeichnis

1. ASTON, F. W.: *Nature*, **135**, 541 (1935).
2. HORI, T.: *ZS. f. Phys.* **61**, 481 (1930).
3. HORI T. und HURUITI, J.: *ZS. f. Phys.* **101**, 279 (1936).
4. JENKINS, F. A. und MC. KELLAR, A.: *Phys. Rev.* **42**, 464 (1932).
5. MROZOWSKI, S.: *Acta Phys. Pol.* **4**, 403 (1936).
6. MROZOWSKI, S.: *ZS. f. Phys.* **102**, 545 (1936).

Über die sensibilisierte Thalliumfluoreszenz bei hohen Quecksilberdampfdrucken

O uczulonej fluorescencji pary talu przy dużych ciśnieniach pary rtęci

Von S. MROZOWSKI, Warschau, Institut für theoretische Physik der Joseph Piłsudski Universität

(Eingegangen am 19. Dezember 1936)

Es wurde die sensibilisierte Fluoreszenz des Thalliumdampfes untersucht, die durch Stösse mit angeregten Quecksilbermolekülen hervorgerufen wird. Die Versuche wurden bei verschiedenen *Tl*-Dampfdrucken und konstanter Dampfdichte des Quecksilbers (5 *cm*), und bei Anregung der Hg_2-Moleküle mittels *Al*- und *Zn*-Funkenlichtes durchgeführt. Die Intensitätsverteilung in der *Tl*-Fluoreszenz ist von der mittels der *Hg*-Atome ($6\,^3P_1$ und $6\,^3P_0$) sensibilisierten *Tl*-Fluoreszenz verschieden. Es zeigt sich auch, dass in entsprechenden Versuchen von ORTHMANN und PRINGSHEIM der Anteil der Hg_2-Moleküle in Sensibilisierung der Thalliumfluoreszenz recht bedeutend sein musste.

Seitdem FRANCK und CARIO die Stossübertragung der Anregungsenergie entdeckt haben, wurden viele Untersuchungen über die sensibilisierte Fluoreszenz durchgeführt. Es wurden aber hauptsächlich die Prozesse studiert, in denen ein angeregtes $6\,^3P_1$ oder metastabiles $6\,^3P_0$ Quecksilberatom seine Anregungsenergie den Atomen eines fremden Dampfes übermittelt. Die Untersuchungen wurden sehr oft bei Quecksilberdampfdrucken durchgeführt, bei denen eine direkte Anregung der Quecksilbermoleküle durch Absorption der Ränder der Resonanzlinie 2537 Å stattfindet, was durch die Versuche von PRINGSHEIM und SALTMARSH (*9*) gezeigt worden ist. Obwohl bei den meisten Versuchen die Fluoreszenzspektra von der Einfallseite des Anregungslichtes aufgenommen wurden, kann man vermuten, dass ein Teil der Fluoreszenz durch Stösse mit den Hg_2-Molekülen erregt wird und dass die beobachtete Fluoreszenz eine Übereinanderlagerung der durch angeregte Atome und durch angeregte Moleküle sensibilisierten Fluoreszenzen darstellt. Besonders im Falle der Untersuchungen von ORTHMANN und PRINGSHEIM (*8*) über sensibilisierte

Thalliumfluoreszenz bei hohen Quecksilberdampfdrucken scheint der Anteil der Moleküle beträchtlich zu sein. Die molekularen Anregungen spielen wahrscheinlich auch im Falle der Stossenergieübertragungen im nachleuchtenden Quecksilberdampf (*10*) eine Rolle. Aus allen diesen Gründen schien es lohnend, die mittels angeregter Hg_2 - Moleküle sensibilisierte Fluoreszenz zu untersuchen, weil im allgemeinen die sensibilisierte Fluoreszenz bei molekularer Anregung bisher nicht beobachtet wurde und gerade die Hg_2 - Moleküle sich in dieser Hinsicht als sehr vorteilhaft erweisen, da sie einen langlebigen metastabilen Zustand haben.

Die Versuche wurden in einem abgeschmolzenen Quarzgefäss durchgeführt, indem das Gefäss zuerst wochenlang unter Vakuum bis $1000^0 C$ ausgeheizt und dann ein kleines Tröpfchen des Quecksilbers hineingelassen und etwas Thalliummetall unter Vakuum hineindestilliert wurde. Die Masse des Quecksilbertröpfchens wurde so gewählt, dass man im Gefäss eine maximale Quecksilberdampfdichte von ca. 5 *cm* erhielt. Nach Abschmelzen wurde das Gefäss in einen elektrischen Ofen eingerichtet und die Fluoreszenz mittels des Lichtes eines Funkens (*Zn, Al*) angeregt. Es wurden mehrere Aufnahmeserien des unter einem rechten Winkel zur Einstrahlrichtung emittierten Fluoreszenzspektrums mittels eines kleinen Quarzspektrographen bei verschiedenen Ofentemperaturen gemacht. Eine der bei *Zn* - Funkenerregung erhaltenen Aufnahmen ist in der Fig. 1 wiedergegeben. Die Aufnahme eines einzelnen Spektrums dauerte ca. 10 Minuten. Die sichtbare Fluoreszenz ist sehr stark; bei ca. $275^0 C$ ist die Fluoreszenz hellgrün und besteht hauptsächlich aus der kontinuierlichen 4850 Å - Hg_2 - Bande, es treten aber schon Spuren der grünen Thalliumlinie 5350 Å auf. Wenn die Temperatur wächst, wird die Thalliumlinie immer intensiver, so dass sie schon bei $400\text{-}500^0 C$ die Hg_2-Fluoreszenzbande an Intensität stark übertrifft; die Bande wird des Kontrastes wegen unsichtbar und es erscheint im Spektroskop einzig die sehr starke grüne Thalliumlinie. Die Intensität dieser Linie wächst bis zu den höchsten angewandten Temperaturen stetig und wird so stark, dass, trotzdem die angewandten photographischen Platten nicht grünempfindlich waren, die 5350 Å Linie auf den Aufnahmen in Fig. 1 deutlich zu sehen ist,

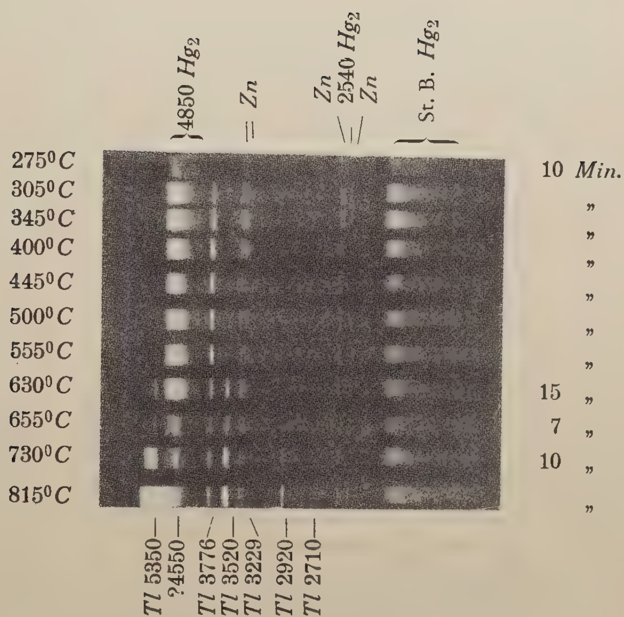
Im Fluoreszenzspektrum erscheinen die beiden Spektren, nämlich das Bandenspektrum des Quecksilbermoleküls und das Linienspektrum des Thalliumatoms, nebeneinander. Was das Bandenspektrum des Hg_2- Moleküls betrifft, so ist zu bemerken, dass seine Temperaturabhängigkeit durch die Anwesenheit des Thalliums, im vergleich mit den Verhältnissen im Falle des reinen Quecksilberdampfes, modifiziert ist. Es wird ein *Hg - Tl* - Amalgam gebildet, was bewirkt, dass sich bei der Temperatur von ca. $250 C^0$ noch nicht alle *Hg*-Atome in der Dampfphase befinden, vielmehr werden bei Erhöhung der Temperatur die *Hg*-Atome vom Thalliummetall langsam freigegeben, so dass

erst bei viel höheren Temperaturen die maximale Quecksilberdampfdichte erreicht wird. Damit hängt die Erscheinung zusammen, dass die Bandenfluoreszenz nicht unterhalb 275°*C* (s. Fig. 1), sondern bei viel höheren Temperaturen ihre Maximalintensität erreicht und erst dann durch weitere Überhitzung abgeschwächt wird, wie dies für die STEUBINGsche Bande (St. B.) und die Bande 2540 A der Fig. 1 ersichtlich ist. Eie ganz unerwartete Erscheinung stellt aber die relativ kleine Intensität der Bande 3350 Å dar. Wie bekannt, steigt die Intensität dieser Bande bei Überhitzung des Dampfes im Falle des reinen Quecksilberdampfes sehr stark an, indem gleichzeitig die Bande 4850 Å fast gänzlich verschwindet. * Bei Zusatz des Thalliums bleibt die hohe Intensität relativ zur Bande 3350 Å bis zu recht hohen Temperaturen erhalten und die Bande wird erst oberhalb 500°*C* abgeschwächt, indem an ihrer Stelle eine recht schmale Bande bei ca. 4550 Å erscheint, deren Ursprung unbekannt ist. Da aber in den vorliegenden Versuchen der Quecksilberdampf stets überhitzt ist, so wäre zu erwarten, dass die Bande 3350 Å intensiv und die Bande 4850 Å schwach sein sollte; die Anwesenheit der Thallium-

Tabelle 1.

	275°	305°	345°	400°	445°	500°	555°	630°	730°	815° *C*	
5350 Å	———	———	———	———	———	———	———	———	———	———→	ausserordentlich stark
3776	———	———	———	———	———→	Max.	←———	———	———	———	recht stark
3519—29						———	———	———	———	———→	ausserordentlich stark
2920								———	———	———→	stark
2710									———	———→	schwach
3229									———	———→	sehr schwach
2826									———	———→	sehr schwach
2610										→	ausserordentlich schwach
3261 Cd			———	———	———→	Max.	←———	———	———		verschwunden

* Das Potentialkurvenschema des Hg_2-Moleküls und der Mechanismus des Fluoreszenzerscheinungen im Bandenspektrum des Quecksilberdampfes wurden in einer präzisierter Form in einer vor kurzem erschienenen Arbeit des Verfassers (*7*) angegeben. In allen dieses Spektrum betreffenden Fragen sei der Leser auf diese Arbeit hingewiesen, indem die Bekannschaft der genannten Arbeit weiter im Text vorausgesetzt wird. ***Anm. bei der Korrektur.*** In der obengenannten Arbeit (*7*) sind aber die Termbezeichnungen der Potentialkurven $A\,^3 0_u^+$ und $A\,^3 1_u$ zu vertauschen und der Verlauf der Potentialkurve $B\,^3 0_u^-$ zu verändern. Es wird darüber an anderer Stelle in nächster Zeit berichtet.



4850 Hg_2
Zn
Zn
2540 Hg_2
Zn
St. B. Hg_2
275° C
305° C
345° C
400° C
445° C
500° C
555° C
630° C
655° C
730° C
815° C
10 Min.
15
7
10
Tl 5350
?4550
Tl 3776
Tl 3520
Tl 3229
Tl 2920
Tl 2710

FIG. 1.

atome in der Dampfphase und die damit verbundenen Stossenergieübertragungen modifizierten also die Verteilung der angeregten Moleküle in den beiden Molekülzuständen $A^30_u^-$ und $A^30_u^+$, die die Ausgangsniveaus der zwei besprochenen Banden darstellen. In welcher Weise dies stattfindet, werden wir weiter unten zu erklären versuchen.

Das Spektrum der sensibilisierten Thalliumfluoreszenz besteht bei niedrigen Temperaturen nur aus den beiden Linien 5350 und 3776 Å. Bei höheren Temperaturen erscheinen aber mehrere andere Linien; alle beobachteten Linien sind in der Tabelle 1 zusammengestellt, wobei mit den horizontalen Linien das Temperaturgebiet bezeichnet wurde in dem die entsprechende Linie beobachtet wird. Die Pfeile weisen darauf hin, in welcher Richtung die Intensität der entsprechenden Linien wächst. Die Intensitätsangaben betreffen die Verhältnisse die bei der höchsten Temperatur stattfinden. Ausser den Thalliumlinien wurde die Resonanzlinie des Cadmiums 3261 Å beobachtet, weil das benutzte Thallium etwas Cadmium als Verunreinigung enthielt. Dass die beiden Linien 3776 und 3261 Å bei höheren Temperaturen an Intensität einbüssen, stammt nur von der Einwirkung der Reabsorption im Innern des Versuchsgefässes, was aus dem Verlauf der Intensität der 5350 A - Linie ersichtlich ist.

Man kann also behaupten, dass in sensibilisierter Fluoreszenz die Intensität aller Linien mit der Temperatur wächst. Es entsteht die Frage, ob das Erscheinen neuer Linien bei höheren Temperaturen durch die Vergrösserung der Dampfdichte des Thalliums und also die Vergrösserung der Wahrscheinlichkeit der Energieübertragung auf die Thalliumatome erklärt werden kann, oder ob man annehmen muss, dass die Zusammenwirkung der thermischen mit der Anregungsenergie die höheren Thalliumniveaus anzuregen erlaubt. Um die hier vorliegenden Verhältnisse zu erklären, wurde das Niveauschema des Thalliumatoms in Fig. 2 dargestellt und daneben sind die verschiedenen Niveaus der *Hg* - Atome und Hg_2 - Moleküle eingetragen, indem auf der rechten Seite die *Hg* - und Hg_2 - Niveaus, vom metastabilen Thalliumniveau an gerechnet, eingezeichnet wurden. Wenn man Hg_2 - Moleküle mittels des Lichtes eines *Zn* - oder *Al* - Funkens erregt, dann werden aus den kurzlebigen $A^1\Sigma_u^+$ - Molekülen, die durch Absorption der Funkenlinien im weiten Ultraviolett (< 2100 Å) angeregt werden, bei Stössen angeregte Moleküle entstehen, die sich in verschiedenen niedriger gelegenen Zuständen mit verschiedenen Schwingungsenergien befinden, und auch $6\ ^3P_{2,1,0}$ - Atome, die sich aber wegen der relativ hohen Dampfdichte nach kurzer Zeit wieder mit normalen Atomen zu angeregten Molekülen vereinigen.

Bei niedrigen Temperaturen ist die Thalliumdampfdichte und die Wahrscheinlichkeit eines Stosses mit einem angeregten Hg_2 - Molekül gering, die Hg_2 - Moleküle werden durch Stösse mit zahlreichen *Hg* - Atomen in die

niedrigsten Energieniveaus $A\ ^30_u^-$ und $A\ ^30_u^+$ übergeführt, bevor sie mit einem Thalliumatom zusammenstossen. Da der $A\ ^30_u^-$ - Zustand metastabil ist, so besteht eine hohe Wahrscheinlichkeit dafür, dass das Hg_2 - Molekül während seiner Lebensdauer mit einem Thalliumatom zusammenstösst, wenn aber das Hg_2 - Molekül sich im schwingungslosen Zustand befindet, so ist der Energievorrat nicht ausreichend, um das Thalliumatom zum $7\ ^2S$ - Zustand anzuregen. Es ist schwer, die Frage zu beantworten, wieviel Schwingungsenergie dazu nötig ist, weil der Anregungsprozess auf verschiedene Weise verlaufen kann. Wenn während der Energieabgabe die *Hg* - Kerne ihre Entfernung beibehalten (mit anderen Worten, das Thalliumatom nimmt weg die Energie und erst dann zerfallen die *Hg*-Atome), dann wird der Energieabstand der beiden Potentialkurven $A\ ^30_u^-$ und des Normalzustandes $X\ ^1\Sigma_g^+$ massgebend sein; die entsprechende Verteilung der Energiewerte der Hg_2 - Moleküle, die auf diese Weise übermittelt werden können, ist in Fig. 2 eingetragen (die dickest gezeichneten Niveaus entsprechen den schwingungslosen Zuständen). Einen zweiten extremen Fall stellt der Fall dar, wenn das Thalliumatom relativ zu einem der das Hg_2 - Molekül bildenden *Hg* - Kern während des ganzen Prozesses in Ruhe bleibt, — dann kann der ganze Energievorrat des Hg_2 - Moleküls ausgenutzt werden. Die entsprechende energetische Lage der schwingungslosen Zustände ist in Fig. 2 in Form gestrichelter horizontaler Linien eingetragen. Da das Thaliumatom fast die gleiche Masse wie die *Hg* - Atome hat, ist zu erwarten, dass der wirklich stattfindende Prozess einen Zwischenfall darstellt, das heisst, dass die benötigte Schwingungsenergie zwischen den Grenzen 2400 * und 1800 cm^{-1} (0,3 und 0,22 *Volt*) liegt. Es werden also alle stark schwingenden Hg_2 - Moleküle im $A\ ^30_u^-$ - Zustand ihre Energie beim Zusammenstoss mit einem Thalliumatom dank der angenäherten Resonanz abgeben, und es wird durch die Anwesenheit der Thalliumatome die Wahrscheinlichkeit der Überführung der Hg_2 - Moleküle in den $A\ ^30_u^+$ Zustand verkleinert. Mit dieser Erscheinung steht die kleine Intensität der Bande 3350 Å in direktem Zusammenhang; die Bande 4850 Å wird nicht so stark durch den Thalliumdampf ausgelöscht, weil die schwingungsenergieärmeren Hg_2 - Moleküle nicht beeinflusst werden.

Wie bekannt, gibt es im unangeregten Thalliumdampf bei hohen Temperaturen viele Atome, die sich im metastabilen $6\ ^2P_{3/2}$ - Zustand befinden. Aus dem rechten Teil der Fig 2 ist ersichtlich, dass dann die $6\ ^2D$ - Niveaus durch die langlebigen, stark schwingenden $A\ ^30_u^-$ - Moleküle angeregt werden können. Was aber die höheren Niveaus betrifft, so sieht man, dass sie nur aus den relativ kurzlebigeren Molekülzuständen enstehen können.

---

* Dieser Zahlenwert kann nicht der Fig. 2 direkt entnommen wetden; er wird aus der Betrachtung des Potentialkurvenschemas des Hg_2 - Moleküls erhalten.

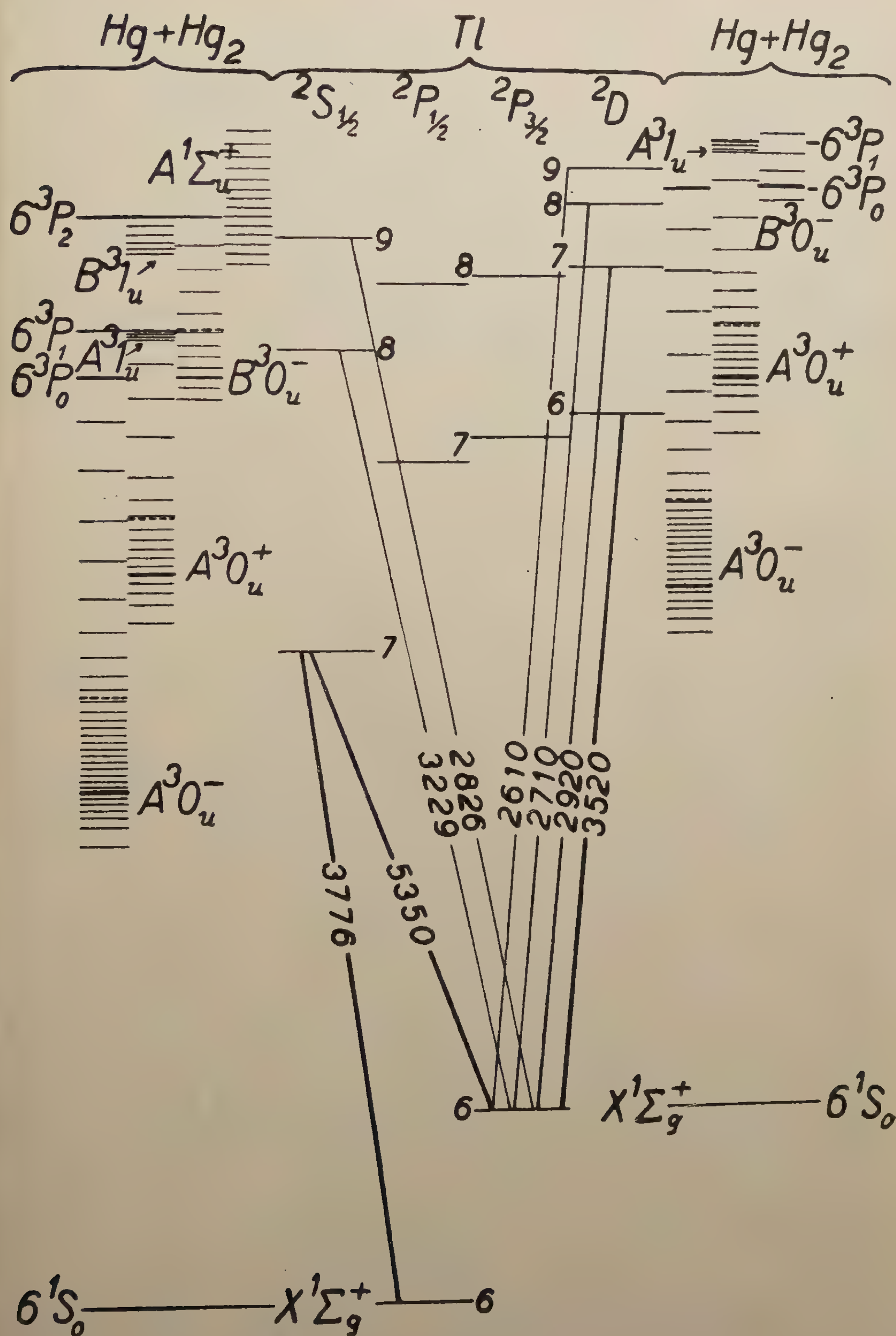

Hg+Hg2
Tl
Hg+Hg2
2S½
2P½
2P3/2
2D
A1Σu+
6³P2
B³1u
6³P1
A³1u
6³P0
B³0u−
A³0u+
A³0u−
A³1u
-6³P1
-6³P0
B³0u−
A³0u+
A³0u−
3776
5350
2826
3229
2610
2710
2920
3520
X1Σg+
6¹S0
6¹S0
X1Σg+

Fig. 2.

Dies ist leicht verständlich, weil wenn die Dampfdichte des Thalliums wächst, die Stösse der Hg_2 - Moleküle mit Thalliumatomen immer zahlreicher und die Energieüberführungen von den kurzlebigen Triplettzuständen der Hg_2 - Moleküle beobachtbar werden. Natürlich können die Moleküle im $A\,^1\Sigma_u^+$ — Zustand keine Rolle spielen, da sie in diesem Zustand ausserordentlich kurzlebig sind, was durch die Abwesenheit der kurzwelligen Thalliumlinien ($<$ 2610 Å) bewiesen wird. Derselbe Umstand scheint darauf hinzuweisen, dass die Anregungsprozesse, in denen metastabile $6\,^2P_{3/2}$ - Thalliumatome teilnehmen, ähnlich wie im Falle der Untersuchungen von CARIO u. a. nur eine geringe Rolle spiellen können. Wahrscheinlich ist also für das Auftreten der höheren Serienlinien die Vergrösserung der Dichte des Thalliumdampfes massgebend — es werden die $7\,^2D$, $8\,^2D$, und $9\,^2S$ Thalliumniveaus durch $B\,^31_u$ - Moleküle und $6\,^3P_2$ - Atome, die $6\,^2D$ und $8\,^2S$ - Niveaus durch $A\,^31_u$ und $B\,^30_u^-$ - Moleküle und $6\,^3P_1$ und $6\,^3P_0$ - Atome angeregt. Da nach der Theorie von KALLMANN und LONDON (*5*) die Wirkungsquerschnitte für eine Energieübertragung besonders gross sind, wenn die mit den Übergängen verknüpften Dipolmomente mitwirken, ist die Wirkung der $6\,^3P_2$- Atome und $B\,^30_u^-$-Moleküle wahrscheinlich klein. Was die $6\,^3P_0$ - Atome betrifft, so können sie einen grösseren Einfluss haben dank ihrer etwas grösseren Lebensdauer, weil sie erst durch Molekülbildung bei Dreierstössen vernichtet werden. Bei höheren Thalliumdampfdrucken kann das $7\,^2S$ - Niveau nicht nur durch $A\,^30_u^-$ - Moleküle, sondern auch durch $A\,^30_u^+$ - Moleküle angeregt werden dank des grösseren Wirkungsquerschnitts.

Die Verteilung der Intensitäten im Spektrum der beobachteten Thalliumfluoreszenz ist von derjenigen im Fall der Anregung der Fluoreszenz mit der Resonanzlinie 2537 Å bei kleinen Quecksilberdampfdrucken verschieden. Erstens treten die beiden Linien 2768 und 2580 Å nicht auf, die z. B. auf den Aufnahmen von ORTHMANN und PRINGSHEIM (*8*) gut sichtbar sind; dies stammt aber von der Einwirkung der Reabsorption her, was man leicht durch Betrachtung des Niveauschemas des Thalliumatoms feststellen kann. Die intensitätverändernde Einwirkung der Reabsorption ist auch z. B. aus dem Vergleich der Ergebnisse von ORTHMANN und PRINGSHEIM mit denen von CARIO (*2*) ersichtlich; in den Versuchen von CARIO tritt die Reabsorption durch die relative Abschwächung der Linien 3776, 2768 und 2580 Å hervor. Die Verschiedenheit des Anregungsmechanismus der Thalliumatome wird aber ersichtlich, wenn man die Intensitäten der beiden Linien 3229 und 2920 Å vergleicht. Die 3229 Å - Linie ist im Falle der Resonanzlinienanregung bei niedrigen Quecksilberdampfdrucken recht stark und die 2920 Å - Linie tritt viel schwächer hervor. Diese Erscheinung ist leicht auf Grund der Betrachtung des Niveauschemas Fig. 2 zu verstehen, weil sich das Thalliumniveau $8\,^2S$ in angenäherter Resonanz mit dem $6\,^3P_1$-Niveau des Hg - Atoms befindet, dagegen zur Anregung des $7\,^2D$ - Niveaus

ein relativ grosser Vorrat an kinetischer Energie nötig wird, was die Wahrscheinlichkeit der Energieübertragung viel kleiner macht. Im Fall der Anregung der *Hg* - Atome treten die Linien 3229 und 3519-29 Å mit hoher Intensität auf dank der angenäherten Resonanz der entsprechenden Thalliumniveaus mit den 6 $^3P_1$ und 6 $^3P_0$ - Zuständen des *Hg* - Atoms. Warum auch die langwelligen Linien 3776 und 5350 Å eine relativ hohe Intensität aufweisen, wird weiter unten näher angeführt werden.

Es kann dagegen im Falle der Funkenlichtanregung bei höheren Quecksilberdampfdrucken dank der Anwesenheit vieler verschiedener Niveaus der Hg_2-Moleküle keine ausgeprägte Resonanz für bestimmte Niveaus des Thalliumatoms geben und es werden alle Niveaus mehr gleichmässig angeregt. Es wird deshalb eine Erscheinung beobachtet, die im Fall der Anregung mit der Resonanzlinie 2537 Å, des Resonanzeffektes wegen, nicht bemerkt werden konnte: die ^2D Niveaus des Thalliums werden viel stärker als die ^2S - Niveaus angeregt — dies ersieht man aus der Tabelle 1 und der Fig. 2, wo die Liniendicke die Intensität der entsprechenden Spektrallinie in der Fluoreszenz qualitativ darstellt. Die Intensitätsverteilung ist der in den Entladungsröhren beobachteten mehr ähnlich, wahrscheinlich steht die Erscheinung mit dem viel grösseren statistischen Gewicht der ^2D - Zustände $({}^2D_{5/2,\,3/2} : {}^2S = 10 : 2)$ in direktem Zusammenhang.

Wenn man die Fluoreszenz mit der Resonanzlinie 2537 Å anregt und Edelgas zumischt (*4,6*), oder die Quecksilberdampfdichte beträchtlich vergrössert (*8*), dann kann man bemerken, dass die Intensitätsverteilung immer mehr der bei molekularer Anregung beobachteten ähnlich wird, d. h. dass die 3776 und 5350 Å Linien immer mehr an Intensität überwiegen. Diese Erscheinung hat man früher zu erklären versucht, indem angenommen wurde, dass die Stösse eine recht grosse Wahrscheinlichkeit haben die Thalliumatome von den höheren in das 7 ^2S - Niveau strahlungslos überzuführen. Die hier beschriebenen Versuche zeigen aber, dass auch bei hohen Dampfdichten hohe Serienlinien emittiert werden, und da nach theoretischen Erwartungen Stösse, bei denen ein grosser Energieanteil in kinetische Energie verwandelt wird, eine nur geringe Wahrscheinlichkeit haben können, ist nach der Ansicht des Verfassers die Anregung des 7 ^2S-Thalliumniveaus, besonders bei den Versuchen von ORTHMANN und PRINGSHEIM (*8*), fast ausschliesslich der molekularen Anregung zuzuschreiben. Fast ausschliesslich—weil es auch Stossüberführungen zu den ^2P - Niveaus und von da aus eine Nachfüllung des 7 ^2S - Niveaus durch Ausstrahlung von ultrarotem Licht geben kann, jedoch ist die Wahrsheinlichkeit dieses Stossprozesses nach der Theorie von KALLMANN und LONDON klein. Was die schwache Absorbierbarkeit der 3776 Å - Linie betrifft, so rührt sie nicht von der grossen Dopplerbreite her, die durch Umwandlung eines Energieteiles in kinetische Energie hervorgerufen wird, wie es CARIO und FRANCK (*3*) vermuten, sondern ist wahrscheinlich mit

einer anderen Erscheinung (z. B. Bandenemission neben der Linie (*11*), Reabsorption u. a.) verbunden, weil im Fall der molekularen Anregung, wenn es keine grosse Dopplerbreite geben kann, die 3776 Å - Linie auch wenig reabsorbiert wird (im Gegensatz zum Verhalten der anderen Thalliumlinien). In einem ähnlichen Fall, der sensibilisierten Fluoreszenz des Natriums, hat BEUTLER (*1*) die durch Experimente gestützte Ansicht ausgesprochen, dass die Stossüberführungen sehr unwahrscheinlich sind und die anomale grosse Breite der *D*-Linien nicht durch die hohe kinetische Energie der Natriumatome, sondern nur durch Reabsorption erklärt werden muss.

Ausser der Untersuchungen mit Thallium wurden auch Versuche mit Indium durchgeführt. Anfänglich wurde ein Gefäss hergestellt, das relativ recht viel Indium enthielt, und es hat sich ergeben, dass nicht nur keine Indium, sondern auch keine Hg_2 - Fluoreszenz beobachtet werden konnte, weil der Partialdruck des Quecksilberdampfes über dem Amalgam sehr klein war. * Nach diesem negativen Ergebnis wurde in das Gefäss wieder ein *Hg* - Tröpfchen, aber diesmal sehr wenig Indium, hineindestilliert—die Hg_2 - Fluoreszenz erschien dann ganz normal was das Intensitätsverhältnis der 3350 und 4850 Å - Banden betrifft, es konnten aber keine Spuren der Indiumlinien bemerkt werden, es trat nur bei der Temperatur von ca. 750°*C* eine sehr schwache Spur der 4511 Å - Linie auf (bei höheren Temperaturen verschwindet sie in der Ofenstrahlung). Obwohl das benutzte Indium sehr wenig mit Cadmium verunreinigt ist (0,006 %), trat die *Cd*-Linie 3261 Å in Fluoreszenz deutlich (bei höheren Temperaturen mit Reabsorption, ganz ähnlich wie im Fall des Thalliums) hervor, was wahrscheinlich damit verbunden ist, dass dank der Erfüllung der WIGNERschen Spinerhaltungsregel (*12*) die Stossanregungswahrscheinlichkeit gross ist. Dass die Indiumlinien nicht beobachtet wurden stammt wahrscheinlich (wenigstens teilweise) von Reabsorption her.

Herrn Professor C. BIAŁOBRZESKI danke ich für das Interesse an dieser Arbeit herzlichst.

Streszczenie

Zbadano uczuloną fluorescencję pary talu wzbudzoną przez zderzenia z cząsteczkami rtęci. Obserwacje przeprowadzono przy różnych ciśnieniach pary talu, lecz przy stałej ilości pary rtęci (5 *cm*). Cząsteczki rtęci Hg_2 wzbudzano światłem iskier *Al* i *Zn*. Okazało się, że rozkład natężeń

---

* Die Versuche zeigen, dass im Fall der Amalgamen man bei der Diskussion der Ergebnisse sehr vorsichtig sein muss. Es ist z. B. im Fall der Deutung der Resultate der Absorptionsuntersuchungen von J. G. WINANS (*13*) grosse Vorsicht geboten.

w widmie fluorescencji pary talu różni się od rozkładu natężeń w tejże fluorescencji przy wzbudzaniu jej za pośrednictwem atomów rtęci ($6\ ^3P_1$ i $6\ ^3P_0$). Dyskusja wyników wykazuje, że w przypadku odpowiednich obserwacyj ORTHMANNA i PRINGSHEIMA przy wzbudzaniu fluorescencji uczulonej talu musiał grać dość znaczną rolę współudział cząsteczek dwuatomowych rtęci.

Literaturverzeichnis

1. BEUTLER H. und JOSEPHI B.: *ZS. f. Phys.* **53**, 747 (1929).
2. CARIO G.: *ZS. f. Phys.* **10**, 185 (1922).
3. CARIO G. und FRANCK J.: *ZS. f. Phys.* **17**, 202 (1923).
4. DONAT K.: *ZS. f. Phys.* **29**, 345 (1924).
5. KALLMANN H. und LONDON F.: *ZS. f. Phys. Chem.* (B) **2**, 207 (1929).
6. LORIA S.: *Phys. Rev.* **26**, 573 (1925).
7. MROZOWSKI S.: *ZS. f. Phys.* **104**, 228 (1937).
8. ORTHMANN W. und PRINGSHEIM P.: *ZS. f. Phys.* **35**, 626 (1926).
9. PRINGSHEIM P. und SALTMARSH O. D.: *Proc. Roy. Soc.* (A) **154**, 90 (1936).
10. RAYLEIGH L.: *Proc. Roy. Soc.* (A) **112**, 14 (1926).
11. WARING R. K.: *Phys. Rev.* **32**, 435 (1928).
12. WIGNER E.: *Göttinger Nachr.* Nr. 4, 375 (1927).
13. WINANS J. G.: *Phys. Rev.* **32**, 427 (1928).

Sur les deux états différents de l'hélium liquide *

O dwóch różnych stanach ciekłego helu

Par Mieczysław WOLFKE, I Laboratoire de Physique de l'École Polytechnique de Varsovie

(Manuscrit reçu le 29 decembre 1936)

1. Conformément à une définition purement thermodynamique de l'état solide on propose de considérer l'hélium II comme phase solide de l'hélium et le point lambda comme point triple de celui-ci.
2. On a traité en détail la question de la chaleur de transformation de l'hélium au point lambda.
3. On a vérifié le fait que la polarisation diélectrique de l'hélium liquide ne dépend pas de la température. D'après les récentes mesures de la constante diélectrique et au moyen des valeurs régularisées à nouveau avec soin de la courbe de la densité, on a trouvé la valeur moyenne 0,1253 cm^3/g, l'erreur moyenne étant de 0,18%.
4. On a mesuré la conductibilité électrique de l'hélium liquide et on a constaté qu'il est un isolant parfait.
5. Conformément au nouveau point de vue, on a adopté pour le diagramme d'état de l'hélium la nomenclature suivante : *He* vapeur, *He* liquide, *He* solide α et *He* solide β.

En 1927 M. W. H. KEESOM et l'auteur ont découvert l'éxistence de deux états différents de l'hélium liquide, avec un point de transformation à $2,19^0$ *K*, qu'on a ensuite appelé point lambda (*5*, *6*, *7*).

Jusqu'à présent on n'a pas donné d'explication physique de ce phénomène singulier, malgré les nombreuses études expérimentales et considérations théoriques s'y rattachant qui ont traité ce sujet. Je voudrais indiquer dans le présent mémoire une interprétation du phénomène en question, à laquelle jusqu'à présent on n'a pas, à mon avis, attaché l'importance qu'elle mérite.

---

* Rapport présenté le 17 juin 1936 au VII-e Congrès Intern. du Froid à la Haye et le 2 octobre 1936 à l'Assemblée de la Société Polonaise de Physique à Léopol. Cf. *Ann. de l'Acad. des Sc. Techn., Varsovie* **3**, 133, 207 et 229 (1936).

Déjà dans le premier mémoire cité ci-dessus on a fait remarquer que la température réduite du point de transformation de l'hélium liquide correspond au point triple normal des autres gaz condensés, ce que récemment M. W. H. KEESOM (*9*) a encore une fois fait ressortir en confirmant ceci par des données numériques. Lorsqu'on compare les propriétés physiques connues jusqu'à présent de *He* I et de *He* II et lorsqu'on tient compte du fait que la transformation de l'un dans l'autre est extrêmement brusque et a toujours lieu à la même température, on doit conclure que dans le cas examiné il s'agit de deux phases complétement diffèrentes et indépendantes.

D'après ce qu'on vient de dire je voudrais interpréter ce qu'on appelle le *point lambda* comme *point triple normal* de l'hélium, le *He* II devant correspondre à l'état *solide*. Cette manière de voir est confirmée par le fait que, dans le diagramme d'état de l'hélium, le point lambda est le seul point triple avec la phase vapeur.

Evidemment la notion de „solide" ne peut pas être employée dans ce cas dans le sens phénoménologique ordinaire, mais doit être considérée au point de vue thermodynamique comme phase d'un corps homogène qui coëxiste au point triple en équilibre thermodynamique avec la vapeur et la phase liquide, son entropie étant minimum.

Il n'est pas essentiel que dans cet état solide l'hélium a une fluidité considérable et se comporte extérieurement comme un liquide, car ces propriétés s'expliquent facilement par le fait qúe les forces de cohésion des atomes de l'hélium sont extrêmement petites; la constante *a* de VAN DER WAALS, qu'on peut considérer comme l'expression de la grandeur des forces de cohésion intérieure, est environ 6 fois plus petite que pour le néon et 7 fois plus petite que pour l'hydrogène.

Récemment M. F. LONDON (*16*) a étudié théoriquement les propriétés de la structure de l'hélium condensé à la température du zéro absolu et il est arrivé à la conclusion que probablement il faut attribuer à l'hélium II une structure de réseau cristallin dans le genre de celle du diamant, mais que cependant les atomes de l'hélium ne sont pas invariablement encastrés dans le réseau et qu'avec un degré de probabilité fini ils peuvent se trouver en dehors de leurs places dans le réseau; il en résulte que la structure de celui-ci est déliquescente, en fluctuation, ce qui produit que le caractére macroscopique de l'hélium II devient celui d'un liquide. Ce résultat correspond exactement à l'idée, qu'au point de vue thermodynamique l'hélium II doit être considéré comme phase solide. On pourrait bien constater expérimentalement la structure quasi-cristalline de l'hélium II au moyen des rayons *X*, mais de grandes difficultés techniques s'y opposent.

J'ai l'intention de traiter ici en détail surtout la question de la cha-

leur de transformation au point lambda, d'autant plus qu'à présent on est d'avis qu'une telle chaleur de transformation n'existe pas (*10*, *11*, *14*) et qu'on interpréte le point lambda comme point de transformation d'ordre supérieur (*13*, *1*, *2*, *3*).

L'équation de CLAPEYRON

$$r = T_\lambda \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}T} \left(v_I - v_{II}\right)$$

permet d'évaluer les valeurs limites de la chaleur de transformation de l'hélium II en hélium I.

La dérivée $\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}T}$, coefficient angulaire de la courbe de lambda, peut être tirée de la fig. 2 du mémoire de M. W. H. KEESOM et Mlle A. P. KEESOM (*12*); d'aprés cette eourbe on trouve:

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}T} = -7{,}5 \,.\, 10^7 \, \frac{dyne}{cm^2 \,.\, degré}.$$

Pour évaluer l'accroissement du volume, j'ai réduit les températures qui correspondent aux valeurs de la densité trouvées expérimentalement par H. KAMERLINGH ONNES et J. D. A. BOKS (*4*) à la nouvelle échelle à hélium de 1932 (*8*), puis j'ai corrigé les valeurs absolues des densités d'après les plus récentes mesures effectuées par M. W. H. KEESOM et Mlle A. P. KEESOM (*14*) et enfin j'ai régularisé avec soin la courbe de la densité. Cette régularisation ne présente pour ainsi dire pas d'incertitude tant qu'il s'agit du domaine de *He* I; au contraire pour *He* II l'extrapolation pour la température du point lambda n'est pas sûre; il est néanmoins possible de déterminer avec un certain degré de certitude l'accroissement de volume au point lambda d'après le méthode indiquée; on trouve:

$$-0{,}002 < \left(v_I - v_{II}\right) < 0.$$

En substiuant les valeurs obtenues dans l'équation de CLAPEYRON nous trouvons les valeurs limites de la chaleur de transformation:

$$0{,}008 \, \frac{cal}{g} > r > 0.$$

La limite supérieure de la chaleur de transformation est probablement trop élevée, car, d'après les mesures les plus récentes (*12*) de la chaleur spécifique de l'hélium liquide, on a:

$$r < 0{,}00188 \, \frac{cal}{g}.$$

Au contraire la valeur supérieure de l'accroissement de volume $v_I - v_{II}$

est tout à fait sûre, c.-à-d. cet accroissement ne peut être que négatif, ce qui est en accord avec le signe négatif du coefficient angulaire de la courbe de lambda.

Quant à la structure de l'atome de l'hélium lui-même, il faut rappeer que la polarisation diélectrique a déjà été calculée d'après les mesures de la constante diélectrique de l'hélium liquide en fonction de la température et qu'on a trouvé qu'elle ne dépend pas de celle-ci (*20*, *21*, *22*, *7*). Ce calcul n'a d'ailleurs eu qu'un caractère d'orientation; c'est pourquoi à present nous allons étudier cette question plus à fond. A cet effet nous allons nous baser sur les mesures exactes les plus récentes de la constante diélectrique de l'hélium liquide (*21*); comme densités nous prendrons celles que fournit la courbe de la densité de H. KAMERLINGH ONNES et J. D. A BOKS que j'ai régularisée. Les résultats sont contenus dans le tableau inséré ci dessous.

Tempèrature ^0K	Densitè g/cm^3	Const. diélectrique	Polarisation cm^8/g.
	Hélium I		
4,210	0,1253	1,04800	0,1257
3,570	0,1351	1,05194	0,1259
3,560	0,1352	1,05165	0,1251
3,550	0,1354	1,05179	0,1253
3,030	0,1407	1,05377	0,1251
3,030	0,1407	1,05394	0,1255
2,540	0,1444	1,05535	0,1255
2,533	0,1444	1,05525	0,1252
2,230	0,1458	1,05573	0,1251
2,206	0,1459	1,05586	0,1253
2,206	0,1459	1,05579	0,1251
2,192	0,1460	1,05594	0,1254
2,191	0,1460	1,05586	0,1252
2,191	0,1460	1,05593	0,1254
	Hélium II		
2,180	0,1460	1,05583	0,1252
2,177	0,1459	1,05581	0,1252
2,170	0,1459	1,05580	0,1252
2,167	0,1459	1,05585	0.1253
2,163	0,1459	1,05584	0,1253
1,941	0,1455	1,05549	0,1249

Ce tableau montre que la polarisation diélectrique reste constante. La valeur moyenne est de 0,1253 cm^8/g, avec une erreur moyenne de

0,18%. Ceci veut dire qu'en effet l'atome de l'hélium ne subit pas de changement de structure lorsque l'hélium I se transforme en hélium II.

A toutes les raisons en faveur de l'admission que le point lambda est le point triple de l'hélium, avec l'hélium II comme phase solide, qui viennent d'être exposées, s'ajoute encore la découverte surprenante tout à fait récente de la superconductibilité pour la chaleur de l'hélium II, faite par M. W. H. KEESOM et Mlle A. P. KEESOM (*15*). En effet ces auteurs ont trouvé que le hélium II est superconducteur pour la chaleur et que sa conductibilité pour la chaleur est environ 3 millions de fois plus grande que celle de l'hélium I.

Il est évident que ce fait ne permet encore pas de tirer une conclusion sur la conductibilité électrique de l'hélium II, mais toutefois le problème d'une étude expérimentale de cette conductibilité s'imposait comme particulièrement intéressant.

Quand j'ai mesuré avec M. H. KAMERLINGH ONNES (*17*, *18*, *19*) pour la première fois la constante diélectrique de l'hélium liquide, nous avons, en vue d'un contrôle des appareils de mesure, soumis le dispositif entier, y compris le condensateur plongé dans l'hélium liquide, à une épreuve quant à sa conductibilité électrique et à cette occasion nous avons évalué approximativement la résistance spécifique de l'hélium liquide. Nous avons trouvé alors comme limite inférieure de la résistance spécifique de l'hélium liquide la valeur 10^{10} $\Omega.cm$. Il y a quelques mois j'ai étudié avec précision avec M. W. H. KEESOM (*23*, *24*, *25*) la conductibilité électrique de l'hélium liquide, tant celle de *He* I que celle de *He* II, dans l'intervalle de températures à partir de $4{,}22^0 K$ jusqu'à $1{,}28^0 K$. Nous avons trouvé comme limite inférieure de la résistance spécifique de l'hélium liquide $1{,}1 . 10^{15}$ $\Omega.cm$. Par conséquent ni l'hélium I, ni l'hélium II n'ont de conductibilité électrique appréciable.

Conformément au point de vue auquel je me suis placé dans le présent mémoire, je proposerais une nouvelle nomenclature des différentes phases de l'hélium dans son diagramme d'état (cf. la figure). On aurait donc, au lieu de deux états liquides: *He* I et *He* II, ***un seul ètat liquide normal au-dessus du point lambda, par contre deux modifications diffèrentes de l'hèlium solide***. l'hélium solide α (auparavant *He* II liquide) et l'hélium solide β, l'hélium solide stable sous pression. Ce qu'on appelle la ***courbe de lambda*** ne serait d'après cela autre chose que la ***courbe de fusion*** de l'hélium.

Streszczenie.

W roku 1927 W. H. KEESOM i autor odkryli nowy stan ciekłego helu, który nazwali helem II; temperatura przemiany helu I na hel II wynosi $2{,}29^0 K$, jest to tak zwany obecnie punkt lambda.

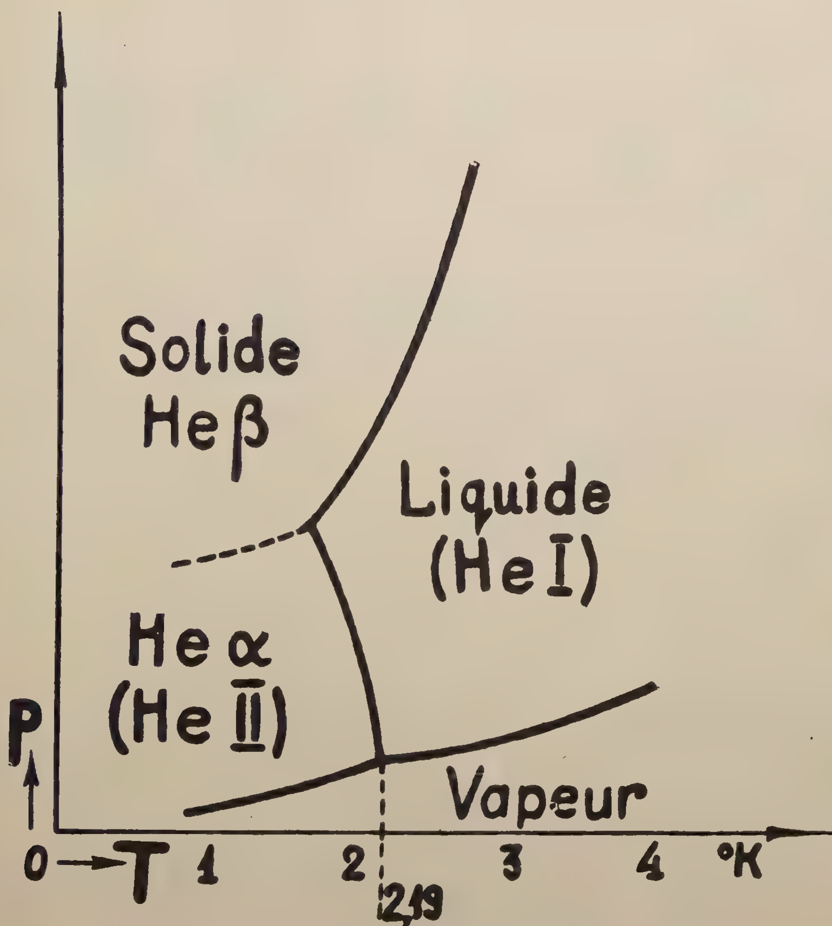


FIG. 1.

W pracy niniejszej autor dowodzi, że z punktu widzenia termodynamicznego hel II może być uważany za fazę stałą helu, przy czym punkt lambda byłby wtedy normalnym punktem potrójnym helu.

W związku z powyższym autor, opierając się na równaniu CLAPEYRONA, oblicza, na podstawie wyrównanej przez siebie krzywej gęstości ciekłego helu, ciepło przemiany w punkcie lambda.

W dalszym ciągu autor oblicza z ostatnich swoich pomiarów stałej dielektrycznej ciekłego helu, które wykonał wspólnie z W. H. KEESOMEM, polaryzację dielektryczną helu I i helu II znajdując, że jest ona od temperatury niezależna i stała w granicach 0,18%. Z tego wynika, że atom helu w punkcie lambda nie ulega żadnej przemianie.

Autor zmierzył również wspólnie z W. K. KEESOMEM przewodność

elektryczną ciekłego helu, przy czym okazało się, że ani *He* I, ani *He* II prądu nie przewodzi.

Stosownie do wyników tej pracy autor proponuje następujące nazwy dla poszczególnych faz helu w jego diagramie stanów: para helu, ciekły hel, (dawny *He* I), stały *He* α (dawny *He* II) i stały *He* β, zestalony pod ciśnieniem. W diagramie tym krzywa lambda byłaby zwykłą krzywą topnienia helu.

Bibliographie

1. EHRENFEST, P.: *Leiden Comm. Suppl.* 75 b (1933).
2. JUSTI, E. und LAUE, M. von: *Berl. Ber.* **12** (1934).
3. „ „ „ „ *ZS. f. techn. Phys.* **15**, 521 (1934).
4. KAMERLINGH ONNES, H. and BOKS, J. D. A.: *Leiden Comm.* 170 b (1924).
5. KEESOM, W. H, and WOLFKE, M.: *Leiden Comm.* 190 b (1927).
6. „ „ „ *C. R.* **185**, 1465 (1927).
7. „ „ „ *Spraw. Tow. Nauk. Warsz.* **20**, 11 (1928).
8. „ W. H.: *Leiden Comm. Suppl.* 71 d (1932).
9. „ „ *Leiden Comm. Suppl.* 71 e (1932).
10. „ „ und CLUSIUS, K.: *Leiden Comm.* 219 e (1932).
11. „ „ and Miss KEESOM, A. P.: *Leiden Comm.* 221 d (1932).
12. „ „ „ „ *Leiden Comm.* 224 d (1933).
13. „ „ *Leiden Comm. Suppl.* 75 a (1933).
14. „ „ and Miss KEESOM, A. P.; *Leiden Comm.* 235 d (1925).
15. „ „ „ „ *Physica* **3**, 359 (1936).
16. LONDON, F.: *Proc. Roy Soc.* (A) **153**, 576 (1936).
17. WOLFKE, M. and KAMERLINGH ONNES, H.: *Versl. kon. Akad. Amsterdam* **33**, 696 (1924).
18. WOLFKE, M. and KAMERLINGH ONNES, H.: *Warsz. Tow. Pol.* **3** (1924).
19. „ „ „ „ *Leiden Comm.* 171 c (1924).
20. „ „ KEESOM, W. H.: *Leiden Comm.* 190 a (1927).
21. „ „ „ *Leiden Comm.* 192 a (1928).
22. „ „ „ *Spraw. Tow. Nauk. Warsz.* **21** (1928).
23. „ „ „ *Physica* **3**, 823 (1936).
24. „ „ „ *Acad. de Sc. Techn. de Varsovie* **3**, 229 (1936).
25. „ „ „ *Leiden Comm.* 242 f. (1936).

Zur Deutung einer kontinuierlichen Bande mit Intensitätsfluktuationen des Cd-Dampfes *

Pasmo ciągłe z fluktuacjami natężeniowymi w widmie pary kadmu w obszarze pasm VAN DER LINGENA **

Von A. KOTECKI, Warschau, Institut für Experimentalphysik der Joseph Piłsudski Universität

(Eingegangen am 3. Februar 19 7)

Es wurde gesättiger *Cd*-Dampf mit dem Licht einer Wasserstofflampe, das durch ein Uviolglasfilter hindurchgeschickt wurde, angeregt. Dabei erhielt man im VAN DER LINGENschen Bandengebiet als Spektrum eine kontinuierliche Bande mit Intensitätsfluktuationen. Die Wellenlängen der Fluktuationsbanden entsprechen den im VAN DER LINGENschen Gebiet bekannten Absorptionsbanden. Es werden gewisse elementare Erscheinungsformen dieses Gebiets untersucht. Die erhaltene kontinuierliche Bande mit Intensitätsfluktuationen entsteht durch Überlagerung vieler verschiedener Bandenfolgen; sie kann nicht mit einem Übergang zwischen zwei Potentialkurven im Sinne der für diese Art von Spektren angenommenen einfachen Deutung erklärt werden. Es wird eine entsprechende Deutung angegeben.

Einleitung

Im allgemeinen pflegt man (*1*, *2*, *3*, *4*, *9*, *10*) eine kontinuierliche Fluoreszenzbande mit nach kurzen Wellen konvergierenden Intensitätsfluktuationen mit Hilfe des in Fig. 1 angegebenen Potentialkurvenschemas zu deuten. Die dem Grundzustand entsprechende Potentialkurve besitzt ein sehr flaches Minimum und entspricht einer VAN DER WAALSschen-Potentialkurve. Der angeregte Elektronenzustand ist stabil und es wird ihm eine Kurve mit tiefem Minimum zugeschrieben. Bei solchem Verlauf dieser

---

* Vorgetragen auf der VIII. Tagung polnischer Physiker in Lemberg, Ende September 1936.

** Praca referowana na VIII-mym Zjeździe Fizyków Polskich we Lwowie (koniec września 1936 roku).

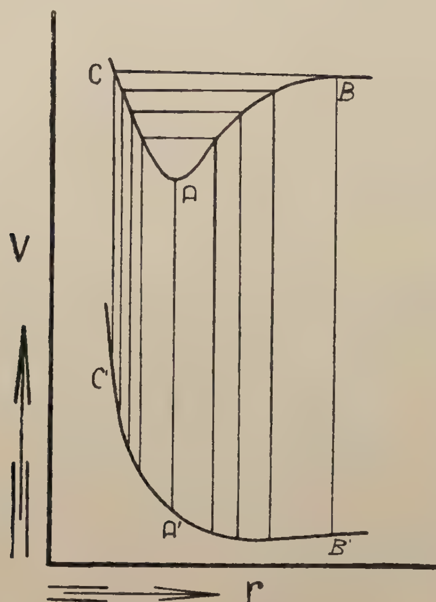


FIG. 1.

Potentialkurvenschema zu einer kontinuierlichen Bande mit Intensitätsfluktuationen.

Kurven ergeben die Übergänge von kernfernen Umkehrpunkten der Oszillationszustände einzelne schmale Kontinua, deren Wellenlängen durch die Vertikalabstände BB' gegeben sind. So entsteht eine Reihe von Fluktuationsbanden, mit in Richtung nach kurzen Wellen abnehmenden Wellenzahlabständen.

Die Übergänge vom nichtschwingenden Zustand AA' und von den kernnahen Umkehrpunkten der Oszillationszustände CC' fliessen zu einem einzigen breiten Kontinuum zusammen, das sich an die Fluktuationsbanden in Richtung der langen Wellen als homogenes Kontinuum anschliesst. Das Intensitätsmaximum der Bande entspricht dem Übergäng aus dem nichtschwingenden Zustand AA'. Auch bei den Übergängen im kernfernen Teil, wo die obere Kurve sehr langsam ansteigt, ist ein Kontinuum zu erwarten, das sich jedoch an der kurzwelligen Seite an die Fluktuationsbanden anschliesst.

Sowohl die im sichtbaren Gebiet von KAPUŚCIŃSKI im *Cd* - Dampf gefundene kontinuierliche Fluoreszenzbande mit Intesitätsfluktuationen (*1*, *4*, *12*) als auch die *Wing* - Banden (*1*, *4*, *12*) mit dem sich anschliessenden Kontinuum bei 3300 Å im *Hg* - Dampf werden den Übergängen zwischen derartigen Potentialkurven zugeschrieben.

Unter gewissen Bedingungen kann statt der gewöhnlichen VAN DER LINGENschen Banden eine kontinuierliche Bande mit Intensitätsfluktuationen oben erwähnter Art im *Cd* - Dampf erregt werden. Die vorliegenden Beobachtungen gestatten es jedoch nicht, diese kontinuierliche Bande mit Intensitätsfluktuationen auf die oben angegebene einfache Art zu deuten.

Versuchsergebnisse

Ich erregte nämlich zur Fluoreszenz gesättigten *Cd* - Dampf, mit durch ein Uviolfilter durchgelassenem Licht einer Wasserstofflampe und erhielt im VAN DER LINGENschen Bandengebiet das durch die Photometerkurve in Fig. 2 dargestellte Spektrum. Wie ersichtlich ist, fallen die Fluktuationsbanden nach den kurzen Wellen hin ziemlich stark ab. Von der Mitte an nach beiden Seiten hin erscheinen die Fluktuationsbanden immer mehr

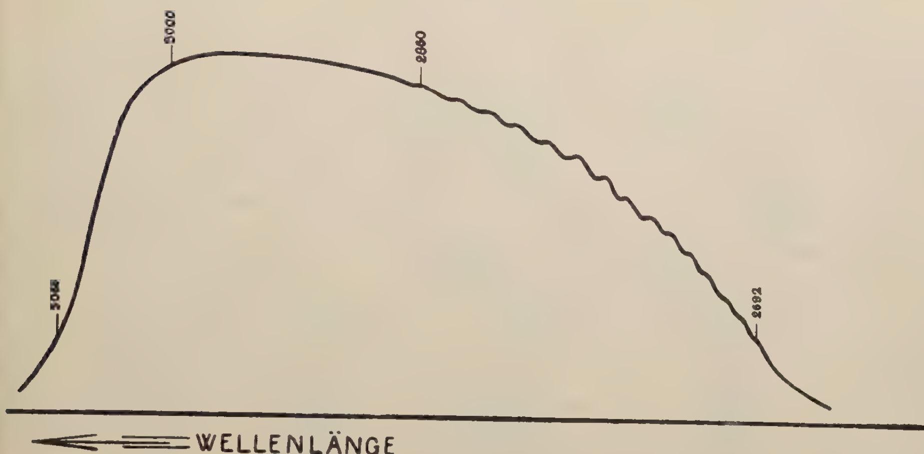


FIG. 2.

Mikrophotometerkurve einer kontinuierlichen Bande mit Intensitätsfluktuationen im VAN DER LINGENschen Gebiet bei Anregung mit durch Uviolglas filtriertem Licht einer Wasserstofflampe.

verwaschen. In Richtung der grösseren Wellen gehen sie in dem Gebiet, wo bei gewöhnlicher Linienanregung ausgeprägte Teilbanden vorhanden sind, in ein Kontinuum über.

Bei Temperaturerhöhung verhalten sich die Fluktuationsbanden ähnlich wie die im sichtbaren Gebiet gelegenen KAPUŚCIŃSKIschen Fluktuationsbanden (*7*). Bei Verlängerung des Spektrums nach den kürzeren Wellen hin wächst die Fluktuationsbandenzahl in gleicher Richtung, allmählich jedoch werden die im langwelligen Gebiet gelegenen Banden immer mehr verwaschen.

Die Fluktuationsbanden (*8*) von gleichen Wellenlängen wurden ebenfalls mit *Mg*-Funkenlicht angeregt.

In der zweiten Spalte in Tabelle 1 sind die gemessenen Wellenlängen der Intensitätsmaxima der Fluktuationsbanden zusammengestellt, in der vierten, die entsprechenden Wellenzahlen und in der fünften, die Wellenzahldifferenzen zwischen zwei benachbarten Intensitätsmaxima. In der dritten Spalte sind die von JABŁOŃSKI gemessenen Werte der Wellenlängen der Absorptionsbanden (*5*) des *Cd*-Dampfes angeführt.

Besonders ist zu betonen, dass die Wellenlängen der Intensitätsmaxima der Fluktuationsbanden den im VAN DER LINGENschen Spektralgebiet bekannten Absorptionsbanden entsprechen.

Die unten beschriebenen Untersuchungen sollen zur Klärung der neuen kontinuierlichen Bande mit Intentitätsfluktuationen beitragen. Es handelt sich also vor allem darum, die elementaren Erscheinungsformen des VAN DER LINGENschen Fluoreszenzspektrums kennen zu lernen.

Tabelle I.

Fluktuationsbanden bei Anregung mit durch Uviolglas filtriertem Licht einer Wasserstofflampe, (in der dritten Spalte Absorptionsbanden nach JABŁOŃSKI).

Ordnungszahl	Wellenlängen (Emission)	Wellenlängen (Absorption)	Wellenzahlen (Emission)	Wellenzahldifferenzen
1	2860 $\pm$ 1,5 Å		34965 cm^{-1}	
2	2842 „		35186	221 cm^{-1}
3	2825 „	2825(2820) Å	35398	212
4	2810,3 „	2810(2807)	35591	193
5	2794,8 „	2795(2792)	35781	190
6	2780,4 „	2781$\pm$1 Å	35966	185
7	2767 „	2767 „	36140	184
8	2755,2 „	2755 „	36295	155
9	2745 „	2745 „	36430	135
10	2734,5 „	2736 „	36570	140
11	2725 „	2727 „	36697	127
12	2716,2 „	2717 „	36816	119
13	2707,4 „	2708 „	36936	120
14	2700 „	2700 „	37037	101
15	2692,4 „	2694 „	37142	105

Da die Erhaltung einer starken monochromatischen Strahlung Schwierigkeiten bereitete, wurde der gesättigte *Cd*-Dampf folgenderweise angeregt: im kurzwelligen Teil des VAN DER LINGENschen Gebiets mit der Liniengruppe bei 2313 Å des *Cd*-Funkens, bei tieferer Temperatur (ungefähr 550°*C*); im mittleren Teil mit der Linie 2558 Å des *Zn*-Funkens, bei höherer Temperatur, in grösserer Entfernung vom Fenster, im Innern des Quarzgefässes; im langwelligen Teil mit der Linie 2749 Å des *Cd*-Funkens und mit der Liniengruppe bei 2795 Å des *Mg* Funkens, mit Einschaltung des Uviolfilters.

In Fig. 3 sind die Wellenlängen der Intensitätsmaxima (schwarze Felder) der Bandenfolgen dargestellt. In Tabelle II, III und IV sind die gemessenen Werte der Intensitätsmaxima der drei Bandenfolgen, in Wellenlängen und Wellenzahlen sowie die Wellenzahldifferenzen zwischen zwei benachbarten Intensitätsmaxima angegeben. (Der Fehler der gemessenen Wellenlängen übersteigt nicht 1,5 Å).

Tabelle II

Mit der Liniengruppe bei 2313 Å (*Cd*-Funken) angeregte VAN DER LINGENsche Banden.

Ordungszahl	Wellenlängen	Wellenzahlen	Wellenzahldifferenzen
1	3067,3 Å	32680 cm^{-1}	
2	3001,6	33315	635 cm^{-1}
3	2958,5	33805	490
4	2925,7	34184	379
5	2896	34530	346
6	2871	34831	301
7	2849,4	35095	264
8	2828,3	35357	262
9	2807,7	35616	259
10	2787,8	35871	255
11	2769	36114	243
12	2752,1	36336	222
13	2736,5	36544	208
14	2721,7	36742	198
15	2708,4	36922	180
16	2695,4	37102	180
17	2683,1	37270	170
18	2671,5	37432	162
19	2657,5	37629	187
20	2646	37792	163
21	2635,4	37944	152
22	2625,6	38086	142
23	2615,8	38229	143
24	2606,8	38362	133
25	2598	38493	131
26	2589,2	38619	126
27	2581,7	38734	115
38	2574,5	38844	110
29	2567,2	38952	108
30	2559,4	39072	120
31	2552	39185	113
32	2545	39292	107
33	2537,8	39404	112

Tabelle III

Mit 2558 A (Zn-Funken) angeregte VAN DER LINGENsche Banden.

Ordungszahl	Wellenlängen	Wellenzahlen	Wellenzahldifferenzen
1	3040,8 Å	32886 cm^{-1}	569 cm^{-1}
2	2989	33455	420
3	2952	33875	360
4	2922	34235	307
5	2895	34542	289
6	2871	34831	260
7	2849,8	35091	240
8	2830,3	35931	235
9	2811,7	35566	199
10	2796	35765	195
11	2781	35960	182
12	2766,9	36142	175
13	2753,5	36317	173
14	2740,5	36490	160
15	2728,6	36650	149
16	2717,5	36799	133
17	2707,7	36932	142
18	2697,3	37074	131
19	2687,9	37205	130
20	2678,5	37335	127
21	2669,4	37462	132
22	2660	37594	110
23	2650,4	37704	103
24	2645	37807	101
25	2638	37908	90
26	2631,7	37998	95
27	2625,7	38093	90
28	2619	38183	87
29	2613	38270	88
30	2607	38358	80
31	2601,7	38438	87
32	2595,7	39525	

Tabelle IV

Mit 2749 Å (*Cd*—Funken) angeregte VAN DER LINGENsche Banden.

Ordnungszahl	Wellenlängen	Wellenzahlen	Wellenzahldifferenzen
1	2992 Å	33422 cm^{-1}	
			487 cm^{-1}
2	2949	33909	
			377
3	2916,5	34287	
			296
4	2891,5	34584	
			267
5	2868,5	34861	
			240
6	2849	35101	
			218
7	2831,3	35319	
			211
8	2814,5	35530	
			188
9	2799,7	35718	
			182
10	2785,5	35900	
			162
11	2773	36062	
			146
12	2761	36218	

Im Einklang mit früheren Beobachtungen (*6*, *11*, *13*, *14*)* finden wir, dass in den untersuchten Fällen jede im VAN DER LINGENschen Gebiet gelegene Spektrallinie eine Fluoreszenzbandenfolge erregt, die sich sowohl von den durch andere Linien erregten Bandenfolgen, als auch von den Absorptionsbanden unterscheidet. Je grösser die Wellenlängendifferenz der erregenden Linien ist, desto mehr unterscheiden sich auch die ensprechenden Bandenfolgen. Der Verlauf der Teilbanden in den betreffenden Bandenfolgen ist in Fig. 3 und in den erwähnten Tabellen genauer dargestellt.

Erwähnenswert ist die Tatsache, dass die Intensitätsmaxima 2850 Å und 2830 Å bei verschiedenen Bandenfolgen gegeneinander fast unverschoben zu sein scheinen. Von hier an nach beiden Seiten hin unterscheiden sich die Wellenlängen der Intensitätsmaxima in verschiedenen Bandenfolgen mit wachsender Entfernung immer mehr.

Bei langwelliger Anregung lässt sich noch ein Intensitätszuwachs des Fluoreszenzspektrums nach den langen Wellen hin beobachten und zwar ein grösserer bei denjenigen Bandenfolgen, die mit langwelligeren Spektrallinien angeregt werden, als bei denen mit kurzwelligerer Anregung. Diese Erscheinung ist nicht allein durch die Reabsorption im Dampf bedingt.

* MROZOWSKI — bei den Untersuchungen des *Hg*-Dampfes (*11*).

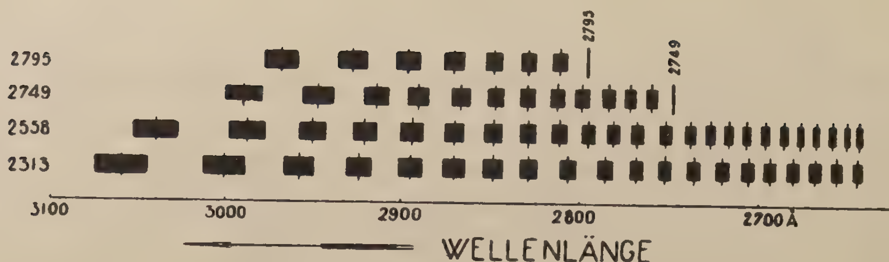


Fig. 3.

Wellenlängen der Intensitätsmaxima der van der Lingenschen Bandenfolgen:
1 Reihe: bei Anregung mit der Liniengruppe b. 2795 Å (*Mg* - Funken),
2 „ „ „ „ „ Linie 2749 Å (*Cd* - Funken),
3 „ „ „ „ „ „ 2558 Å (*Zn* - Funken),
4 „ „ „ „ „ Liniengruppe b. 2313 Å (*Cd* - Funken).

Weiter ist zu bemerken, dass im langwelligen Teil der Bandenfolgen kein kontinuierliches Spektrum vorhanden ist, das einem Übergang im kernnahen Zweig der Potentialkurve entsprechen könnte.

Unter gewissen Bedingungen tritt bei *Cd* - Funkenlichtanregung ein langwelliges, scheinbar homogenes, schmales Kontinuum auf. Die Mikrophotometerkurve *a* in Fig. 4 stellt das van der Lingensche Fluoreszenzspektrum bei *Cd* - Funkenlichtanregung, bei 540° *C*, die Kurve *b* dagegen bei 780° *C* dar. Wie zu ersehen ist, verläuft die Kurve *b* anders als die Kurve *a*; mit der Temperaturerhöhung ändert sich also die Intensitätsverteilung im Fluoreszenzspektrum wesentlich. Bei *b* sehen wir ein langwelliges homogenes Kontinuum, das durch Zusammenfliessen der beiden ersten Teilbanden entstanden ist. Die Banden erscheinen stark verwaschen, da das erwähnte Fluoreszenzspektrum durch Überlagerung mehrerer Bandenfolgen entstanden ist, denn bei höherer Temperatur erfolgt eine stärkere Erregung auch durch langwelligere Spektrallinien (2573 und 2749 Å) des van der Lingenschen Gebiets.

Die langwelligste Teilbande der mit *Mg*-Funkenlicht angeregten Bandenfolge tritt mit überwiegender Intensität hervor (Fig. 5), die vielleicht auch durch das mit den Linien 2937 und 1929 Å erregte Fluoreszenzspektrum bedingt ist.

Wie bekannt, überwiegt in jeder Bandenfolge die Intensität der reemittierten Strahlung, was u. a. in der Mikrophotometerkurve in Fig. 6 zum Vorschein kommt, wo die mit der Spektrallinie 2749 Å erregte Bandenfolge dargestellt ist. *

---

* Die Ausbildung der Spitze der Linie ist Spuren von zerstreutem Licht zuzuschreiben.

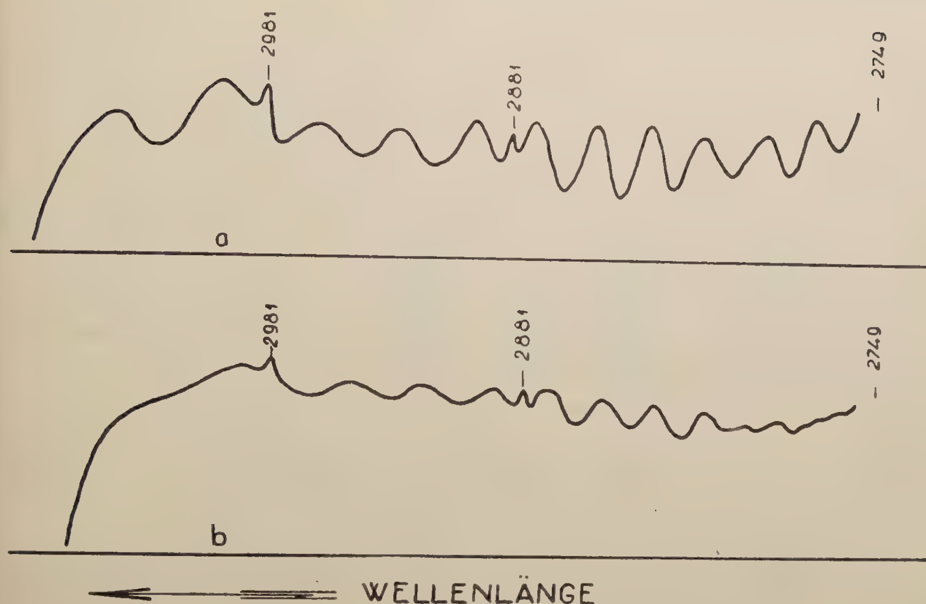


Fig. 4.
Mikrophotometerkurven der van der Lingenschen Banden bei Anregung mit *Cd*-Funkenlicht: *a*) bei 550° *C*, *b*) bei 780 *C*.

Es wird demnach verständlich, dass die Fluktuationsbanden bei langwelliger, aber nicht monochromatischer, Anregung sowohl infolge der Reemission, als auch infolge der Verschiebung der Teilbanden in den einzelnen Bandenfolgen, sehr verwaschen sein müssen.

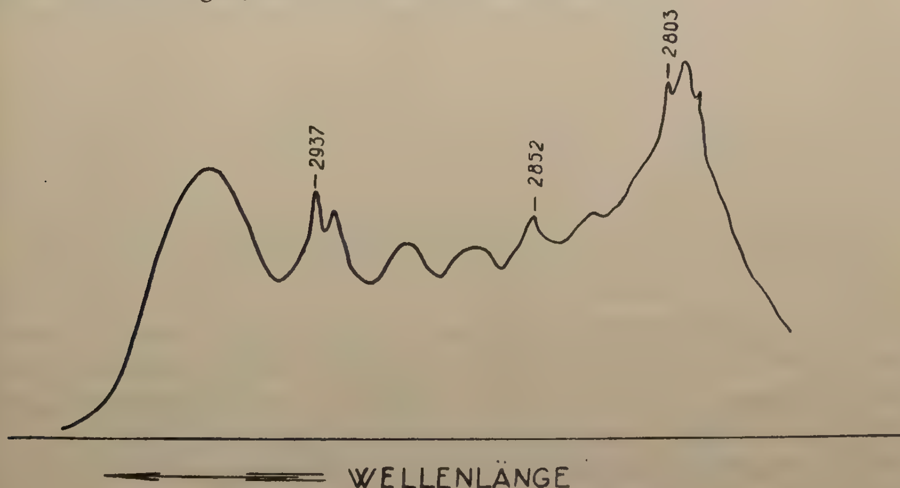


Fig. 5.
Mikrophotometerkurve der van der Lingenschen Banden bei *Mg*-Funkenlichtanregung.

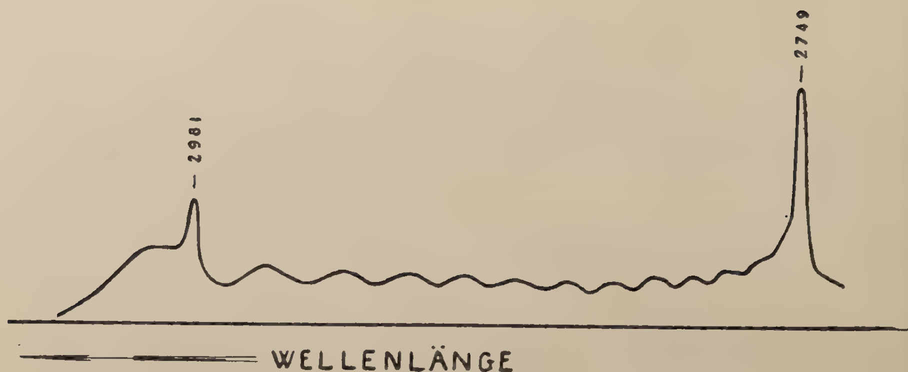


FIG. 6.
Mikrophotometerkurve der VAN DER LINGENschen Banden bei Anregung mit durch Uviolglas filtriertem Licht des *Cd*-Funkens (2479 Å).

Im weiteren Verlauf der Versuche wurde *Cd*-Dampf auch mit nichtfiltriertem Licht einer Wasserstofflampe angeregt. Das erhaltene Fluoreszenzspektrum (Fig. 7) unterscheidet sich von dem mit durch ein Uviolfilter durchgelassenem Licht einer Wasserstofflampe angeregten Spekt-

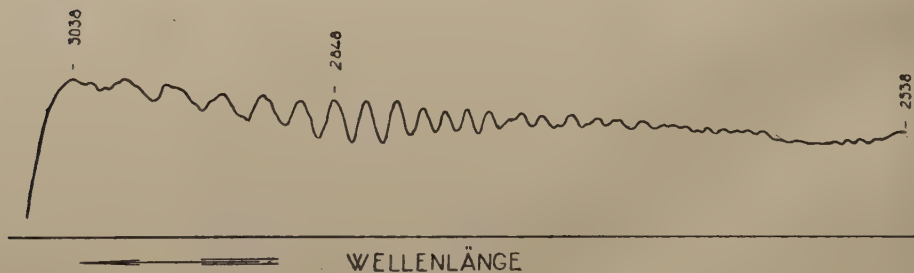


FIG. 7.
Mikrophotometerkurve bei Anregung mit nichtfiltriertem Licht einer Wasserstofflampe.

rum. Es erscheinen auch Fluktuationsbanden, aber von ganz anderem Charakter. Ihre Wellenlängen sind nicht denjenigen der Absorptionsbanden gleich. Die Fluktuationsbanden erscheinen im Gebiet, wo die Teilbanden verschiedener Bandenfolgen weniger gegeneinander verschoben sind und, wie aus Tabelle V ersichtlich ist, die Wellenlängen der Fluktuationsbanden entsprechen denjenigen der Bandenfolgen, die durch kurzwellige Erregung, z. B. mit *Cu*-Funkenlicht, erhalten werden.

Tabelle V

Ordnungs-zahl	Wellenlängen VAN DER LINGENscher Banden bei Anregung mit d. Licht der	
	H — Lampe	*Cu* — Funken
1	3038 Å	3042 Å
2	2997,5	2997
3	2956	2958,5
4	2923	2924
5	2895,5	2896
6	2870	2871,2
7	2848,5	2849
8	2825	2825,5
9	2809	2809
10	2793	2792,5
11	2777	2778,5
12	2767	2768
13	2754	2753,5

Schlussfolgerungen

Die Gesamtheit der besprochenen Beobachtungen scheint folgende Deutung zuzulassen. Die erhaltene kontinuierliche Bande mit Intensitätsfluktuationen entsteht durch Überlagerung vieler Bandenfolgen, wobei bei Erregung mit dem kontinuierlichen Spektrum alle möglichen Bandenfolgen entstehen müssen. Durch Überlagerung dieser Bandenfolgen, in denen die Teilbanden gegeneinander mehr oder weniger verschoben sind, kann eine Verwischung der Intensitätsmaxima auftreten, da aber in allen Bandenfolgen die reemittierte Strahlung eine überwiegende Intensität aufweist, kann diese als Fluktuation zum Vorschein kommen.

Da die Absorptionsmaxima den Maxima der Übergangswahrscheinlichkeit entsprechen, erhält man die gleichen Maxima in der Reemission. Demnach wird es verständlich, dass das mit kontinuierlichem Licht angetegte Fluoreszenzspektrum Intensitätsmaxima von gleicher Wellenlänge mit dem Absorptionsspektrum besitzen kann.

Die Fig. 8 soll zur Klärung der kontinuierlichen Bande mit Intensitätsfluktuationen dienen. *A* stellt schematisch das Absorptionsspektrum mit den Banden, *F* die überlagerten Fluoreszenzbandenfolgen und die resultierende kontinuierliche Bande mit Intensitätsfluktuationen dar, wobei

die Zeichnung in Bezug auf die Verteilung und die Intensität der einzelnen Banden selbstverständlich nicht quantitativ zu werten ist.

Für das Zustandekommen dieser Art von Fluktuationsbanden scheint ein Intensitätsabfall der erregenden Strahlung nach den kurzen Wellen hin nötig zu sein, denn andernfalls würden die Fluktuationsbanden durch die von den kürzeren Wellen angeregten Bandenfolgen überlagert werden und statt ihrer würden Fluktuationsbanden von der mit nichtfiltriertem Licht einer Wasserstofflampe angeregten Art erscheinen. Dieses Fluoreszenspektrum ist ein Überlagerungsresultat aller Bandenfolgen, in dem die Wirkung der kurzwelligen Strahlung stark überwiegen kann. Fluktuationsbanden erscheinen lediglich im Gebiet, wo die Teilbanden der verschiedenen Bandenfolgen weniger gegeneinander verschoben sind.

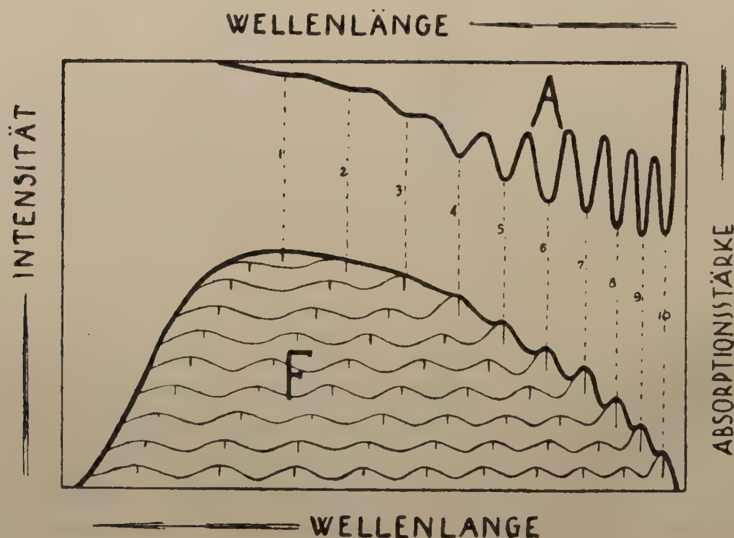


FIG. 8.

Schema zur Deutung einer kontinuierlichen Bande mit Intensitätsfluktuationen: *A* Absorptionsspektrum, *F* Fluoreszenzspektrum.

Um zu erklären, warum jede Spektrallinie im VAN DER LINGENschen Bandengebiet des Cd-Dampfes eine andere Bandenfolge erregt, müssen, ähnlich wie beim Hg-Dampf (*11*), verschiedene, allen möglichen Rotationszuständen entsprechende Potentialkurven im $2\,^1P_1$-Elektronenzustand des Cd_2-Moleküls berücksichtigt werden. Die Intensitätsmaxima der Teilbanden in den einzelnen Bandenfolgen entsprechen den Übergängen aus den diskreten Zuständen im kernfernen Potentialkurvenzweig.

Es muss bemerkt werden, dass die an den Bandenfolgen gemachten Beobachtungen darauf hinweisen, dass vom kernnahen Zweig der dem $2\ ^1P_1$-Zustande entsprechenden Potentialkurven keine Übergänge, denen ein homogenes Kontinuum im langwelligen Teil des Spektrums ensprechen könnte, stattfinden.

Als Ergebnis vorliegender Arbeit kann zusammenfassend gesagt werden, dass, obwohl das erhaltene Spektrum eine kontinuierliche Bande mit Intensitätsfluktuationen darstellt, diese jedoch nicht mit einem Übergang zwischen zwei Potentialkurven im Sinne der in der Einleitung gegeben Deutung erklärt werden kann; diese Bande stellt vielmehr einen Bandenfolgenkomplex dar. Das im langwelligen Teil der Bande gelegene schmale Kontinuum entspricht keinem Übergang im kernnahen Potentialkurvenzweig, sondern den Übergängen von diskreten Zuständen im kernfernen Zweig verschiedener Potentialkurven.

Herrn Prof. Dr. S. PIEŃKOWSKI möchte ich an dieser Stelle für die Ermöglichung der Durchführung dieser Arbeit in seinem Institut sowie für die wertvollen Diskussionen und Ratschläge herzlichst danken.

Ich fühle mich auch verpflichtet, dem „Zarząd Funduszu Kultury Narodowej" für die Gewährung eines Stipendiums, das mir die Durchführung der Untersuchungen ermöglichte, bestens zu danken.

Streszczenie

Przy pobudzaniu pary kadmu przepuszczonym przez filtr uviolowy światłem lampy wodorowej, otrzymuje się w obszarze pasm VAN DER LINGENA widmo typu pasma ciągłego z fluktuacjami natężeniowymi. Długości fal pasm fluktuacyjnych pokrywają się z długościami fal pasm absorpcyjnych w badanym obszarze.

Aby poznać lepiej właściwości zjawisk bardziej elementarnych, pobudzano parę kadmu możliwie monochromatycznie w różnych częściach obszaru VAN DER LINGENA. Na podstawie uzyskanych w ten sposób wyników można było uważać pasmo ciągłe z fluktuacjami natężeniowymi za skutek nałożenia na siebie wiele ciągów pasm.

Otrzymanego widma nie można wytłumaczyć przejściem między krzywą potencjalną o głębokim minimum stanu wzbudzonego a krzywą o płaskim minimum stanu normalnego, albowiem poszczególne ciągi pasm, które tworzą wyżej wspomniany typ widma, nie posiadają w długofalowej części widma pasma ciągłego, które by odpowiadało przejściom z należących do małych r gałęzi poszczególnych krzywych potencjalnych stanu elektronowego $2\ ^1P_1$. Część ciągła widma, położona w długofalowym ob-

szarze pasma ciągłego z fluktuacjami natężeniowymi, nie odpowiada przejściu z należącej do małych *r* gałęzi krzywej potencjalnej, lecz przejściom z poszczególnych stanów na należących do dużych *r* gałęziach różnych krzywych potencjalnych.

Literaturverzeichnis

1. FINKELNBURG, W.: *Phys. ZS.* **34**, 529 (1933).
2. FINKELNBURG, W.: *Naturwiss.* **23**, 331 (1935).
3. FINKELNBURG, W.: *Phys. i. regelm. Ber.* **4**, 1 (1936).
4. FINKELNBURG, W.: *Acta Phys. Pol.* **5**, 1 (1936).
5. JABŁOŃSKI, A.: *Bull. de l'Ac. Pol. de Sc. et de L.* **10** A, 163 (1928).
6. KAPUŚCIŃSKI, Wł.: *C. R. d. Séances de la Soc. Pol. de Phys.* **2**, VIII, 5 (1927).
7. KOTECKI, A.: *Acta Phys. Pol.* **4**, 489 (1936).
8. KOTECKI, A.: *Bull. de l'Ac. Pol. de Sc. et d. L.* (1936).
9. KUHN, H.: *ZS. f. Phys.* **72**, 462 (1931).
10. KUHN, H. und FREUDENBERG, K.: *ZS. f. Phys.* **76**, 38 (1932).
11. MROZOWSKI, S.: *ZS. f. Phys.* **87**, 340 (1934).
12. MROZOWSKI, S.: *Acta Phys. Pol.* **5**, 85 (1936).
13. ŚWIĘTOSŁAWSKA, J.: *Acta Phys. Pol.* **3**, 261 (1934).
14. ŚWIĘTOSŁAWSKA, J.: *ZS. f. Phys.* **91**, 354 (1934).

Nouveaux appareils de laboratoire pour production de hautes tensions fonctionnant sur courant continu
II. Deux dispositifs sans organes mobiles

Nowe aparaty laboratoryjne do otrzymywania wysokich napięć ze źródła prądu stałego
II. Dwa układy nie zawierające części ruchomych

Par Arkadiusz PIEKARA et Janusz KRYCZKOWSKI, Laboratoire de Physique du Lycée Sułkowski à Rydzyna, Pologne

(Manuscrit reçu le 3 fevrier 1937)

1. Les auteurs ont décrit un dispositif comprenant un thyratron et permettant de tripler une tension continue. Schema, graphiques.
2. La seconde partie du travail contient aussi une description d'un transformateur d'un courant continu, réalisé au moyen de deux lampes à vide et fournissant des tensions continues allant jusqu'à 10 kV.

1. Dans une note antérieure (*3*) l'un de nous a décrit un appareil qui permet de doubler la tension d'un courant continu. La tension fournie par le doubleur était toujours très stable, mais l'intensité du courant dans le circuit d'utilisation (à peu près 0,1 mA) était trop petite pour certaines applications de laboratoire. C'est pourquoi nous avons cherché à améliorer le montage décrit dans la note citée.

Les condensateurs d'un doubleur de tension étaient chargés au moyen d'une petite triode à vide, commandée par des oscillations à relaxation, produites dans un circuit contenant des lampes à néon. Dans le dispositif décrit ci-dessous nous avons appliqué un thyratron qui remplace à la fois la triode et les lampes à néon. Ceci a simplifié la construction de l'appareil et augmenté considérablement sa puissance (à peu près 100 fois), par rapport au doubleur de tension précédemment décrit.

Le schéma du dispositif est représenté dans la fig. 1. Le thyratron T est employé comme générateur d'oscillations à relaxation. Pendant le fonctionnement du thyratron la tension entre la grille et la cathode varie fortement, de telle façon, que la tension d'amorçage du thyratron est peu inférieure à la tension d'alimentation U_0, tandis que la tension de désamorçage reste toujours très petite. Ainsi. quand le thyratron s'allume et s'éteint alternativement (fréquence $\sim 10^8$ sec^{-1}), les condensateurs C_2 et C_3 se chargent jusqu'à une tension peu inférieure à U_0. La tension de C_2 est constante, tandis que celle de C_3 est oscillatoire. Le condensateur C_4 se charge à travers une valve redresseur (à vide) P_2 jusqu'à une tension constante, presque double.

FIG 1.

Schéma d'un dispositif permettant de tripler une tension continue, réalisé avec un thyratron.
C_1, C_2, C_4 = quelques μF,
$C_3 = 0{,}2$ μF, $R_1 = 3000$ Ω,
$R_2 = 1000 - 20000$ Ω,
$R_3 = 2000 - 12000$ Ω,
P_1, P_2 — 1815, Philips,
T — TH 57, Comp. Gén. de Rad.

Le même dispositif fournit une tension presque triple lorsqu'on intercale dans le circuit du condensateur C_3 une bobine d'inductance à noyau de fer, convenablement choisie. On sait que dans ce cas le condensateur C_3, après chaque décharge à travers le thyratron, se charge en sens inverse. Par conséquent la tension aux bornes de R_3 est momentanément presque double et la tension aux armatures de C_2 atteint même valeur. Ainsi la valeur de la tension aux bornes de C_4 devient presque triple de celle de U_0. Les graphiques ci-dessous (fig. 2) représentent les courbes de la tension U en fonction du courant fourni J, se rapportant à deux valeurs de la tension d'alimentation U_0 (220 V et 440 V) et à différentes valeurs de la resistance R_3.

Les expériences avec ce montage ont montré que lorsqu'on place sur le circuit d'utilisation un récepteur du courant, l'excitation des oscillations est très difficile (le thyratron s'allumant alors d'une façon continue). On peut éviter cet incovénient en disposant entre les bornes de l'interrupteur une capacité C_1 et une self, mises en série.

Un dispositif pour tripler la tension d'un courant continu tout à fait différent et très intéressant a été proposé par M. M. COCKCROFT et WALTON (*1*).

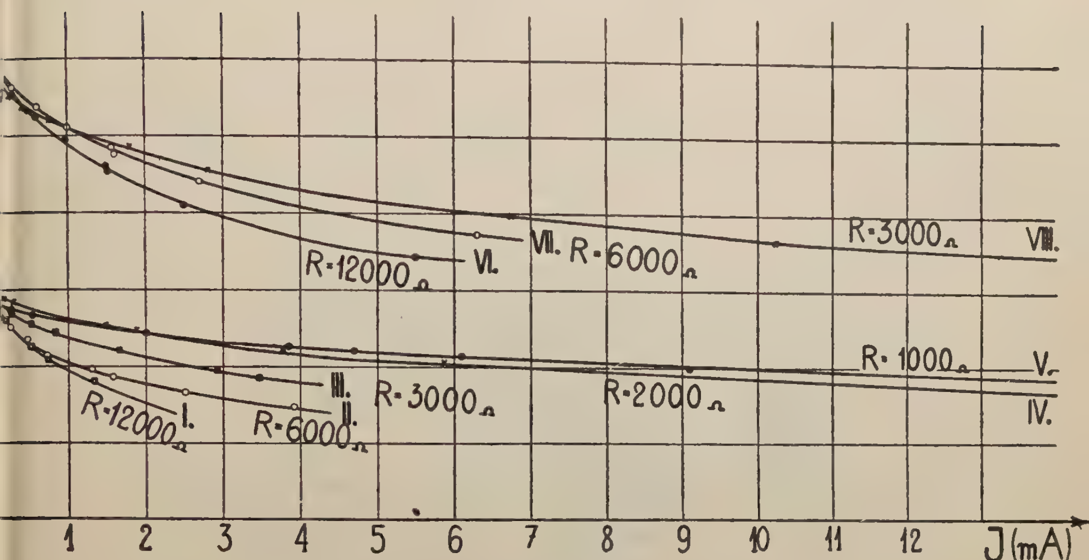


FIG. 2.

Courbes de tension se rapportant à deux valeurs de la tension d'alimentation : 220 *V* (I—V) et 440 *V* (VI—VIII).

Il comprend quatre tubes redresseurs et deux thyratrons. En allumant alternativement tantôt l'un des thyratrons, tantôt l'autre, on peut obtenir une tension triple. Ajoutons que (dans notre dispositif) nous avons essayé aussi d'employer deux thyratrons (mis en série) montés de manière qu ils s'allument alternativement. Mais nous avons observé que même un faible courant qui circule dans le circuit d'utilisation rend le désamorçage des thyratrons impossible. En remplaçant l'un de ces thyratrons par une résistance (R_3) on a obtenu non seulement une simplification du montage, mais aussi des résultats beaucoup plus satisfaisants.

Quand on se sert d'un montage de ce genre pour produire des hautes tensions, il est très important que les condensateurs et les tubes ne soient pas exposés à la tension produite entière. Dans ce cas le condensateur C_4 et la tube P_2 peuvent être disposés entre les points a et b', sans aucun inconvénient pour l'appareil. La haute tension est produite entre les bornes a et b.

2. Dernièrement on a commencé à employer des thyratrons pour transformer un courant continu en courant alternatif (*2*). Ceci permet évidemment d'augmenter la tension d'un courant continu et d'obtenir une haute tension. Cependant c'est une methode bien compliquée. Nous présentons ici un dispositif très simple, sans organes mobiles, comme dans dans le cas du dispositif décrit ci - dessus, et composé seulement de deux

tubes à vide: d'une triode et d'une lampe servant de redresseur. Le schéma est représenté dans la fig. 3.

Dans le circuit de la triode se trouve une bobine d'inductance à noyau de fer, comprenant 2 à 5 milles spires. Ce circuit produit des oscillations électriques d'une fréquence sonore. L'amplitude de la tension d'oscillation atteint des valeurs considérables grace à la grande self-inductance et la petite capacité du circuit. Par suite, un condensateur placé sur le circuit se charge à travers un tube redresseur jusqu'à une tension de plusieurs milles volts.*

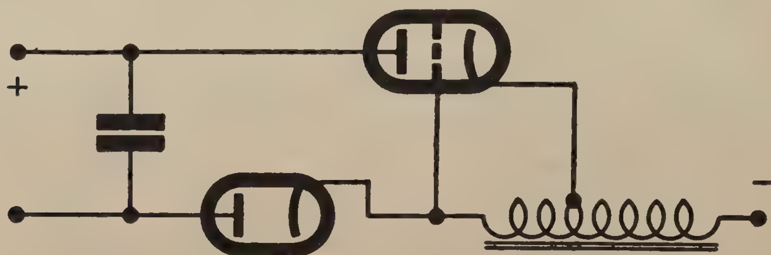


FIG. 3.

Schéma d'un transformateur d'un courant continu, réalisé avec deux lampes à vide. (La basse tension est appliquée aux bornes désignées par + et —).

Un modèle de notre dispositif est représenté dans la fig. 4. Muni d'une lampe oscillatrice *TC* 1/75 (PHILIPS) et d'un tube redresseur à cornes, cet appareil produit une tension de 0,4 à 10 *kV*, laquelle dépend de l'intensité du courant débité (0 — 20 *mA*). Le secteur de 220 volts est utilisé comme source de courant continu de 0,1 *A* environ. La tension (1000 *V* aux bornes d'un condensateur de 8 μF) est restée constante à 0,1 % pres pendant une demi-heure. On trouve les courbes de la tension, se rapportant à deux différentes triodes employées, dans une communication publiée dans la *Phys. ZS* (*4*).

Streszczenie

1. Zdwajacz napięcia, opracowany dawniej przez jednego z nas (*3*), daje wprawdzie bardzo stałe napięcie, ale prąd, jaki może on dostarczać, jest zaledwie rzędu 0,1 *mA*. W schemacie obecnym zastosowaliśmy tyratron (przekaźnik jonowy), na skutek czego moc aparatu wzrosła ok. 100 razy w stosunku do zdwajacza napięcia. Schemat ten wyobraża fig. 1. Tyra-

* Ceci n'explique pas complètement le fonctionnement de l'appareil; en effet il est plus compliqué.

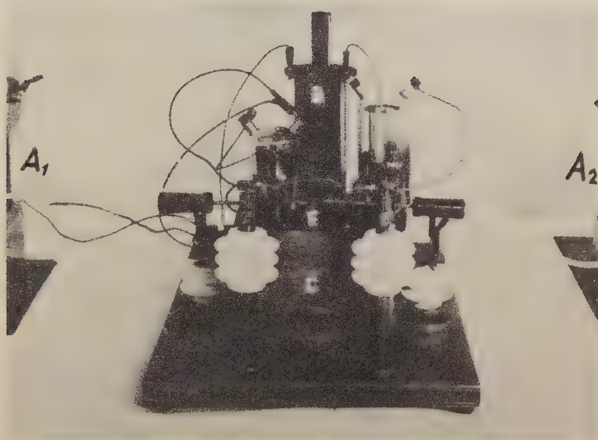


Fig. 4.

Modèle d'essai d'un transformateur d'un courant continu, permettant d'obtenir une tension de 10000 *volts*, alimenté par le secteur de 220 *volts* (A_1 et A_2 accumulateurs de chauffage, B bobine, C condensateur de 0,1 μF, E éclateur).

tron T pracuje tutaj jako generator drgań relaksacyjnych. Dzięki samoindukcji L, odpowiednio dobranej do częstości drgań relaksacyjnych, otrzymuje się niemal potrojenie napięcia wejściowego (fig. 2).

2. Autorzy opracowali bardzo prosty układ, bez tyratronów, zawierający jedynie dwie lampy próżniowe: triodę i lampę prostowniczą (fig. 3 i 4). W obwodzie cewki (rdzeń żelazny, 2—5 tysięcy zwojów) i lampy katodowej wytwarzają się, jak to odrazu widać ze schematu, drgania elektryczne (o częstości słyszalnej). Amplituda napięcia dochodzi do znacznych wartości dzięki dużej indukcji własnej obwodu i jednocześnie jego małej pojemności. Skutkiem tego kondensator ładuje się poprzez prostownik do wysokiego napięcia, które wynosi od 10 do 0,4 kV przy obciążeniu od 0 do 20 mA.

Bibliographie

1. Cockcroft, J. D. et Walton, E. T. S.: *Proc. Roy. Soc.* (A) **136**, 619 (1932).
2. Petit, R.: *Rev. Gén. de l'Électr.*, **36**, 533 (1934).
3. Piekara, A.: *Acta Phys. Pol.* **4**, 345 (1935).
4. Piekara, A. et Kryczkowski, J.: *Phys. ZS.* **38**, 67 (1937).

Lettre à la Rédaction

(Reçu le 12 Avril 1937)

Monsieur le Directeur.

Je viens d'apprendre que la citation du travail de M. K. THIELE dans ma note: *„Nouveaux appareils de laboratoire pour production des hautes tensions, fonctionnant sur courant continu. I. Multiplicateur de tension et doubleur de tension"*, publiée dans les *Acta Physica Polonica* **4**, 345 (1936), peut donner lieu à des malentendus et c'est pourquoi je m'adresse à la Rédaction en lui demandant de vouloir bien inserer dans les *Acta* l'explication suivante.

J'ai élaboré le principe et la construction d'un multiplicateur de tension sans avoir eu connaissance du travail de M. THIELE, ni d'aucun autre concernant ce sujet. Ce n'est qu'au bout de quelques semaines après que le manuscrit de ma note a été remis à la Rédaction des *Acta Physica Polonica*, que j'ai appris par M. le Professeur J. ZAKRZEWSKI l'existence du travail de M. THIELE, dans lequel l'auteur décrit un appareil, basé sur le même principe que le mien, mais de construction différente. À la suite de ceci j'ai demandé à M. le Docteur W. KAPUŚCIŃSKI, alors Directeur des *Acta*, de me rendre le manuscrit et j'y ai ajouté la remarque explicite que le principe de mon appareil n'est pas nouveau et j'ai cité la publication de M. THIELE (p. p. 351—352). Ce qui est nouveau dans mon travail c'est donc: l. la construction du multiplicateur; 2. sa théorie. De plus, j'ai indiqué des applications du multiplicateur dans le travail de laboratoire, lesquelles, que je sache, ont été jusque là inconnues.

J'ajoute à cette occasion que six mois après ma note M. W. C. ANDERSON a décrit dans le travail: *„A Direct Current Voltage Multiplier"* (*Rev. Sc. Instr.* **7**, 243, (June 1936)) le principe d'un multiplicateur de tension certainement sans avoir eu connaisance des travaux antérieurs et a developpé sa theorie sous une forme un peu différente.

Veuillez agréer, Monsieur le Directeur, l'assurance de ma haute considération.

Rydzyna, le 9 Avril 1937. *Arkadiusz Piekara*

TREŚĆ — CONTENTS — SOMMAIRE — INHALT